

SÉRIE A, N° 3470

N° D'ORDRE :

4342

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MICHEL RODOT

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES MÉCANISMES DE
DISPERSION ET DE LA MASSE EFFICACE DES POR-
TEURS DE CHARGE DANS LES SEMI-CONDUCTEURS.
APPLICATION A L'ANTIMONIURE D'INDIUM ET AU
TELLURURE DE MERCURE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9 mars 1960 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER..... *Président.*

AIGRAIN..... }
FRIEDEL..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1960

SÉRIE A, N° 3470

N° D'ORDRE :

4342

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MICHEL RODOT

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES MÉCANISMES DE
DISPERSION ET DE LA MASSE EFFICACE DES POR-
TEURS DE CHARGE DANS LES SEMI-CONDUCTEURS.
APPLICATION A L'ANTIMONIURE D'INDIUM ET AU
TELLURURE DE MERCURE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9 mars 1960 devant la Commission d'examen.

MM. KASTLER... *Président.*

AIGRAIN..... }
FRIEDEL... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1960



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	PONCIN	T	Mécanique générale
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des nombres.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	QUELET	T	Chimie organique.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
BARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
PLANTEFOL	T	Botanique.	JUNG	T	Pétrographie.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	TRILLAT	T	Microscopie et Diffraction électronique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
WYART	T	Minéralogie.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
TEISSIER	T	Zoologie.	M. PRUVOST	T	Géologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	AMIEL	T	Chimie générale.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	HOCART	T	Minéralogie.
MONNIER	T	Physiologie générale.	J.-P. MATILEU	T	Physique (option) (Orsay).
PIVETEAU	T	Paléontologie.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	MAY	T	Zoologie (Orsay).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	GUINIER	T	Physique des solides.
COULOMB	T	Physique du Globe.	JOST	T	Physiologie comparée.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	FORTIET	T	Calcul des prob. et Physique math.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégr.
P. DRACH	T	Zoologie.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	MALAVARD	T	Aviation.
EPHRUSSI	T	Génétique.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	NORMANT	T	Synthèse organique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) (Orsay).	BÉNARD	T	Chimie minérale.
GAUTHERET	T	Biol. végétale (P.C.B.).	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	DUGUÉ	T	Statistiques mathém.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	GELCO	T	Chimie (S.P.C.N.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	SOULAIRAG	T	Psychophysiologie.
M. MORAND	T	Enseignement de physique.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
DANJON	T	Astronomie.	CHADEFAUD	T	Botanique.
PETIT	T	Biologie maritime.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
QUENEY	T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.	SALEM	T	Mathématiques générales.
GALLIEN	T	Embryologie.	LELONG	T	Mathématiques générales.
EICHHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	EHRSMANN	T	Topologie algébrique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
THELLIER	T	Physique du Globe.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
L'HÉRITIER	T	Génétique.	GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
GRIVET	T	Radioélectricité.	PISOT	T	Technique mathématique de la physique.
			E. ROCH	T	Géologie.

PROFESSEURS (*suite*)

SCHATZMANN	T	Astrophysique.	TONNELAT	Biologie physico - chi-
TERMIER	T	Paléontologie stratigra-		mique.
		phique.	VILLE	T Économétrie.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	WILLEMART	Chimie (P. C. B.).
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).	DODÉ	T Chimie (S.P.C.N.) (Or-
RIZEY		Génétique.		say).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.	FREYMANN	T Physique générale.
M ^{me} TONNELAT	T	Relativité.	GUINOCHEY	T Biologie végétale
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).		(Orsay).
SOUCHAY	T	Chimie générale.	ROLLET	T Chimie (P.C.B.).
AIGRAIN	T	Electrotechn. générale.	M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (P.C.B.).
BRUSSET		Chimie minérale.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et
M. LEVY	T	Physique théorique des		Théorie des groupes.
		hautes énergies.	ARNOULT	T Électronique.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	CHAPELLE	T Physique (M.P.C.) (Or-
M ^{me} HUREL-PY ...		Biologie végétale		say).
		(P.C.B.).	DELANGE	T Mathématiques (Orsay).
PIAUX		Chimie (M.P.C.).	DENY	T Mathématiques (M.G.P.).
BRUN	T	Mécanique expérimentale	GERMAIN	T Mécanique théorique des
		des fluides.		fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.	G. LUCAS	T Géologie.
M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques.	ALLARD	Chimie physique.
M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).	BERTHELOT	Physique nucléaire et
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).		Radioactivité.
COTTE	T	Physique (Orsay).	BR-CARD	Météorologie et Physique
J. E. DUBOIS	T	Chimie organique.		de l'atmosphère.
LAMOITE		Zoologie (E.N.S.).	M ^{me} ALBE-FESSARD.	Psycho-physiologie.
André MICHEL ...	T	Chimie (S.P.C.N.).	FRIEDEL	Physique des solides.
OLMER	T	Energétique générale.	M. JULIA	Étude des molécules or-
ROUAULT	T	Physique générale.		ganiques complexes.
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.	LENDER	Biologie animale
BARCHIEWITZ	T	Chimie physique.		(S.P.C.N.) (Orsay).
BROSSEL	T	Physique atomique.	MAGAT	Physico-chim. des rayon-
BUSER		Physiologie comparée.		nements.
CAMUS		Physiol. vég. (3 ^e cycle).	M ^{lle} QUINTIN	T Electrochimie.
CASTAING		Physique générale.	MONOT	T Chimie du métabolisme.
CURIEN		Minéralogie et cristallographie.	RENOIT	T Physiologie animale.
MOYSE	T	Physiol. vég. (Orsay).	DE POSSEL	T Analyse numérique.
PANNETIER		Chimie (S.P.C.N.).	CHARLOT	T Chimie analytique.
POSSOMPES	T	Zoologie.	HAÏSSINSKY	T Radiochimie.
PULLMAN		Chimie théorique.	LEMÉE	T Physiologie (M.B.P.V.).
TEILLAC		Physique nucléaire et	GUÉRIN	T Chimie (M.P.C.).
		Radioactivité.		

Secrétaire Général Ch. MONIER.

Ce travail a été réalisé au laboratoire du Magnétisme et de Physique du Solide, à Bellevue. J'exprime toute ma reconnaissance à M. Ch. Guillaud, qui dirige ce laboratoire, pour sa bienveillante attention et pour les conseils qu'il m'a prodigués.

Mes remerciements vont aussi à M. le Professeur A. Kastler, qui a accepté de présider le jury de thèse, ainsi qu'à MM. les Professeurs P. Aigrain et J. Friedel, membres du jury, dont j'ai apprécié les conseils.

Ce travail doit beaucoup aux résultats acquis par toute l'équipe du laboratoire; à tous ses membres, auprès de qui j'ai toujours trouvé l'aide la plus efficace, j'adresse mes vifs remerciements.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES MÉCANISMES DE DISPERSION ET DE LA MASSE EFFICACE DES PORTEURS DE CHARGE DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

*APPLICATION A L'ANTIMONIURE D'INDIUM
ET AU TELLURE DE MERCURE*

Par MICHEL RODOT

Les succès obtenus au cours de la dernière décennie dans l'analyse des propriétés du germanium et du silicium ont stimulé la recherche sur les composés semi-conducteurs, mais les résultats acquis pour les semi-conducteurs élémentaires ne sont pas toujours directement applicables aux composés. Le réseau cristallin de ces derniers, moins simple, leur confère des propriétés plus variées et plus complexes. Par exemple, si toutes les imperfections observées dans les cristaux de germanium ou de silicium peuvent également être présentes dans un composé binaire, on doit s'attendre, en outre, à y rencontrer d'autres types d'imperfections. Les lois des effets de transport — conduction électrique, effets thermoélectriques et galvanomagnétiques, par exemple — dépendent des mécanismes de dispersion des porteurs de charge, qui ont leur origine dans les imperfections du réseau. On doit donc trouver, dans les composés, une plus grande variété de mécanismes de dispersion que dans les semi-conducteurs élémentaires.

Dans le germanium et le silicium, on explique de façon satisfaisante les effets de transport en considérant seulement deux mécanismes de dispersion des électrons et des trous, ceux que causent les vibrations acoustiques du réseau et les impuretés ionisées. Dans les composés peuvent intervenir également les vibrations optiques du réseau et d'autres imperfections supplémentaires.

Nous nous sommes proposé la recherche des mécanismes de dispersion dans les composés semi-conducteurs. Nous avons eu recours, dans

(¹) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 9 mars 1960 devant la Commission d'examen.

ce but, à des propriétés particulièrement sensibles aux processus de dispersion : les effets thermomagnétiques. Les semi-conducteurs choisis pour cette étude sont ceux où ces effets sont les plus importants, c'est-à-dire les composés à haute mobilité des porteurs de charge. Les expériences décrites portent surtout sur deux d'entre eux : l'antimoniure d'indium et le tellure de mercure. Après avoir décrit, au chapitre premier, les mécanismes de dispersion actuellement connus, nous donnerons au chapitre II la théorie des effets thermomagnétiques, puis au chapitre III l'étude expérimentale de l'antimoniure d'indium. Le cas de ce dernier composé appelle une discussion particulière, qui fait l'objet du chapitre IV. Enfin le cas du tellure de mercure sera traité au chapitre V.

CHAPITRE PREMIER

Les mécanismes de dispersion des porteurs de charge dans les semi-conducteurs.

1.1. Généralités. — Pour expliquer la conduction électrique dans les solides, Bloch (8) montra, le premier, que les électrons se déplacent librement, sans résistance, dans un cristal parfait, et que leur libre parcours moyen est largement supérieur à la dimension de la cellule élémentaire ($\approx 5 \cdot 10^{-8}$ cm). Le libre parcours est limité par les imperfections, qui sont essentiellement, selon Bloch, les vibrations du réseau et les impuretés. Les interactions avec les vibrations du réseau conduisent à un libre parcours qui est de l'ordre de la longueur d'onde des ondes acoustiques et qui augmente rapidement quand la température diminue. Les chocs avec les impuretés conduisent à un libre parcours de l'ordre de la distance entre deux impuretés voisines ; il est donc indépendant de la température. Ce deuxième mécanisme n'est efficace qu'à basse température, et il est la cause de la résistance résiduelle des métaux. Les mécanismes donnés ci-dessus permettent l'interprétation des résultats expérimentaux sur les conducteurs métalliques.

De même, la résistance électrique des semi-conducteurs est causée par les collisions des porteurs de charge avec les imperfections du cristal, mais elle dépend aussi du nombre de porteurs de charge, qui est variable. Expérimentalement, la mobilité de ces porteurs a pu être atteinte directement dans le germanium par l'expérience de Haynes et Shockley (29), où l'on mesure le temps de transit des porteurs dans un filament du matériau. Cette expérience est difficile et, pour la grande majorité des semi-conducteurs, la mobilité ne peut être atteinte que par la mesure simultanée de deux effets de transport au moins. Ainsi, si

des porteurs de charge d'un seul type sont présents, la mesure de la conductivité électrique σ et de la constante de Hall R_H permet de déduire la mobilité de Hall :

$$\mu_H = R_H \sigma \quad (1.1)$$

qui diffère peu de la mobilité vraie.

La mobilité des porteurs de charge, à toute température, est donc la première donnée expérimentale qu'une théorie des mécanismes de dispersion des porteurs doit expliquer.

1.2. Temps de relaxation ; indice de dispersion. — Soit $(1/4\pi^3) f(\vec{k}, \vec{r}) d\vec{k}$ le nombre d'électrons, dans le volume-unité, dont le vecteur d'onde est situé dans l'intervalle $d\vec{k} = dk_x dk_y dk_z$. $\vec{r}$ est le vecteur position et f la fonction de distribution. En l'absence d'influences extérieures, $f = f_0$ est la fonction de Fermi-Dirac. En présence de telles influences, f diffère de f_0 mais, le gaz d'électrons étant en permanence à l'équilibre, la fonction f est constante dans le temps, c'est-à-dire qu'il y a compensation entre ses variations provenant des influences extérieures $(\partial f / \partial t)_e$ et celles provenant des collisions $(\partial f / \partial t)_c$:

$$(\partial f / \partial t)_e + (\partial f / \partial t)_c = 0. \quad (1.2)$$

Telle est l'équation dite de Boltzmann, qui régit les effets de transport, et dont nous allons développer le deuxième terme qui exprime l'action des collisions. Un mécanisme de dispersion est caractérisé par la probabilité $W(\vec{k}, \vec{k}')$ qu'a un électron d'effectuer, dans l'unité de temps, une transition de l'état $\vec{k}$ à l'état $\vec{k}'$. On peut, avec Nordheim (49), donner l'expression suivante de $(\partial f / \partial t)_c$:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = \frac{1}{4\pi^3} \int \{ W(\vec{k}', \vec{k}) f(\vec{k}') [1 - f(\vec{k})] - W(\vec{k}, \vec{k}') f(\vec{k}) [1 - f(\vec{k}')] \} d\vec{k}'.$$

On obtient une forme plus symétrique en $\vec{k}, \vec{k}'$, en posant :

$$V(\vec{k}, \vec{k}') = W(\vec{k}, \vec{k}') f_0(\vec{k}) [1 - f_0(\vec{k}')] \quad (1.3)$$

et, d'après le principe du bilan détaillé, $V(\vec{k}, \vec{k}') = V(\vec{k}', \vec{k})$.

D'autre part, lorsqu'on applique des champs extérieurs, la fonction f varie d'une quantité faible, que l'on peut toujours développer sous la forme :

$$f - f_0 = -\Phi(\vec{k}) f'_0 \quad (f'_0 = \partial f_0 / \partial \epsilon) \quad (1.4)$$

où $\Phi(\vec{k})$ est une fonction de ces champs. En négligeant $(f - f_0)^2$, nous pouvons alors écrire :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = -\frac{1}{4\pi^3} \frac{1}{kT} \int V(\vec{k}, \vec{k}') [\Phi(\vec{k}) - \Phi(\vec{k}')] d\vec{k}' \quad (1.5)$$

(k = constante de Boltzmann, T = température absolue, $h = 2\pi\hbar$ = constante de Planck).

Une étude détaillée d'un mécanisme de dispersion permet de calculer la probabilité de transition $W(\vec{k}, \vec{k}')$, puis $(\partial f / \partial t)_c$. On peut définir alors un *temps de relaxation* τ , pour le mécanisme étudié, en exprimant l'action des collisions sous la forme :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = -\frac{f - f_0}{\tau} \quad (1.6)$$

Ce temps de relaxation est de l'ordre de grandeur du temps moyen entre deux chocs.

Il arrive que le temps de relaxation ainsi défini soit indépendant de la perturbation Φ , et ne dépende que des propriétés du porteur. C'est seulement dans ce cas que nous retiendrons la notion de temps de relaxation, qui permet alors de résoudre simplement l'équation de Boltzmann.

Souvent le temps de relaxation est isotrope et ne dépend que de l'énergie ε du porteur. S'il a la forme simple :

$$\tau = A\varepsilon^r \quad (1.7)$$

où A est une constante de proportionnalité, fonction de la température et de certaines propriétés du matériau (cf § 1.3 et 1.4), la constante r sera appelée l'*indice de dispersion*.

Comme exemple, considérons le cas de porteurs de charge situés dans une bande (de valence ou de conduction) non dégénérée, centrée au point $\vec{k} = 0$ de la première zone de Brillouin et possédant la symétrie sphérique (cette hypothèse sera retenue dans la suite, sauf mention contraire). Considérons un semi-conducteur contenant un seul type de porteurs de charge, de concentration n , de charge q et de masse efficace m^* (que nous supposons ici indépendante de l'énergie) :

$$m^* = \frac{\hbar^2 K^2}{2\varepsilon} \quad (K = |\vec{k}|) \quad (1.8)$$

La mobilité de ces porteurs s'exprime sous la forme :

$$\mu = \frac{q}{m^*} \frac{\int_0^\infty \varepsilon \varepsilon^{3/2} f_0 d\varepsilon}{\int_0^\infty \varepsilon^{3/2} f_0 d\varepsilon} \quad (1.9)$$

Dans le cas particulier où le temps de relaxation est de la forme (1.7), on peut calculer μ en fonction de l'indice de dispersion r : si par exemple la fonction de distribution est une fonction de Boltzmann, on a :

$$\mu = \frac{q}{m^*} A (kT)^r \frac{\Gamma(5/2 + r)}{\Gamma(5/2)} \quad (1.10)$$

Γ désignant la fonction gamma.

1.3. Mécanismes de dispersion dans les semi-conducteurs élémentaires. — Dispersion par les phonons acoustiques. — Les vibrations du réseau constituent une « imperfection » toujours présente. Un porteur

de charge peut absorber (ou émettre) un quantum d'énergie de vibration. Son vecteur d'onde et son énergie sont alors accrus (ou diminués) du vecteur d'onde et de l'énergie du phonon (quantum de vibration sonore) mis en jeu ; il subit donc un choc.

On peut calculer (cf., par exemple, Wilson (75), p. 254-265) la probabilité de transition correspondant à ces chocs et la variation $(\partial f / \partial t)_c$ de la fonction de distribution. Ce calcul montre qu'il existe un temps de relaxation, donné par la formule :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4\sqrt{2}}{9\pi} \frac{C^2 k T m^{*3/2}}{\hbar^4 u^2 d} \varepsilon^{1/2} \quad (1.11)$$

où u = vitesse du son, d = densité du semi-conducteur. C est une constante que Bardeen et Shockley (60) ont reliée aux propriétés élastiques du matériau, par l'intermédiaire des variations de la largeur de bande interdite dues aux déformations locales accompagnant les vibrations (théorie du potentiel de déformation).

L'indice de dispersion est alors $r = -1/2$ et la mobilité est proportionnelle à $T^{-3/2}$.

Pour des porteurs de charge situés dans une bande de structure complexe (cas du germanium et du silicium), la théorie conduit à des résultats différents. Pour les électrons, on doit introduire deux temps de relaxation. Pour les trous, on doit considérer, en outre, un autre mode de dispersion, dit « interbande », qui correspond au passage du trou d'une branche à l'autre de la bande de valence dégénérée (22) ; il n'existe plus alors de temps de relaxation. Les résultats expérimentaux : $\mu \propto T^{-X}$, avec $X = 1,6$ pour n -Ge, $2,3$ pour p -Ge (50), $2,6$ pour n Si, $2,3$ pour p -Si (47), sont interprétés ainsi de façon satisfaisante.

Autres mécanismes de dispersion. — Des centres de dispersion autres que les phonons peuvent jouer un rôle important dans de nombreux cas.

Les impuretés ionisées dispersent les porteurs de charge suivant un mécanisme étudié notamment par Conwell et Weisskopf (16), Brooks (9), Herring (30), Tyler et Woodbury (69). En première approximation, il existe alors un temps de relaxation et un indice de dispersion $r = +3/2$. La mobilité est proportionnelle à $T^{+3/2}$. Ce mécanisme n'est efficace que dans un matériau à constante diélectrique relativement faible. Il est souvent observé aux basses températures.

Les impuretés non ionisées peuvent aussi causer la dispersion des porteurs de charge (3) (23) (59) : l'électron ou le trou qui leur est lié peut en effet être échangé avec un porteur de charge. Ce mécanisme, pour lequel $r = 0$ et $\mu \propto T^0$, est probablement important dans Ge et Si à 4° K.

Les chocs entre porteurs de charge (électron-électron ou électron-trou) peuvent limiter la mobilité dans le domaine des hautes températures (46) (39).

Enfin, dans le germanium déformé plastiquement, l'action des dislocations pourrait être importante (51).

1.4. Mécanismes de dispersion particuliers aux composés. — Tous les mécanismes décrits précédemment peuvent être présents dans les composés. Ainsi, les propriétés de l'oxyde de zinc (35) ou du chlorure d'argent (12) s'interprètent au moyen des vibrations acoustiques du réseau ($\mu \propto T^{-3/2}$). Mais, en dehors de ces mécanismes, on peut en rencontrer d'autres.

Dispersion d'alliage. — Brooks (10) a étudié l'effet sur les porteurs de charge de fluctuations locales dans la composition d'un alliage. La méthode d'étude de ce mode de dispersion s'inspire de la théorie du potentiel de déformation de Bardeen et Shockley. Cette dispersion est caractérisée par un temps de relaxation indépendant de la température et par un indice de dispersion $r = -1/2$. La mobilité correspondante varie comme $T^{-1/2}$. Elle peut intervenir dans certains alliages, comme Ge-Si, par exemple.

Dispersion interbandes. — Dans un alliage Ge-Si, les énergies de deux minima distincts de la bande de conduction coïncident pour une composition déterminée. Il peut y avoir alors échange d'électrons entre ces deux minima qui correspondent à des vecteurs d'ondes différents. Il s'ensuit un mécanisme de dispersion, qui a été étudié par Brooks et Paul (11).

Dispersion par les ondes acoustiques dans les cristaux piézoélectriques. — Dans les cristaux piézoélectriques, les vibrations acoustiques du réseau peuvent être accompagnées d'une polarisation du milieu. Meijer et Polder (45) ont montré que de telles ondes de polarisation sont une source supplémentaire de dispersion des porteurs de charge. Ce mécanisme peut être important dans les composés à faible constante diélectrique. Il serait probablement le plus efficace dans le cas de la blende de zinc et il conduit à une mobilité en $T^{-1/2}$:

$$\mu \propto \frac{\kappa^2}{m^{*3/2}\varpi^2} T^{-1/2} \quad (1.12)$$

(ϖ = constante piézoélectrique ; κ = constante diélectrique).

Dispersion par les phonons optiques ou dispersion polaire. — Dans les composés, les vibrations optiques longitudinales du réseau de courte longueur d'onde, qui font vibrer deux atomes voisins sensiblement en opposition de phase, donnent lieu à une polarisation du réseau. Il en résulte une dispersion des porteurs de charge qui peut être importante. Nous étudierons plus en détail ce mécanisme et nous calculerons $(\partial f / \partial t)_c$, afin de discuter de l'existence d'un temps de relaxation.

Le mode de dispersion polaire a été étudié d'abord par Fröhlich (25), puis par différents auteurs [cf. Howarth et Sondheimer (33)].

Les vibrations optiques ont une fréquence ν_1 (correspondant à une température caractéristique $\theta_1 = h\nu_1/k$) dont on peut négliger la variation avec le vecteur d'onde. ν_1 est lié à la fréquence des rayons restants, ν_t , du composé, par la formule :

$$\nu_1 = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa_0}} \nu_t \quad (1.13)$$

où κ_0 désigne la constante diélectrique optique.

Le pourcentage de liaison ionique du composé peut être exprimé par une charge ionique efficace, e^* , introduite par Callen (14) :

$$e^{*2} = \frac{\pi}{4} M \nu_1^2 a^3 \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa_0} \right) \quad (1.14)$$

a désigne le paramètre du réseau et M la masse ionique réduite, moyenne harmonique des masses des ions.

La théorie de Howarth et Sondheimer (33) fournit $(\partial f / \partial t)_c$. Nous y introduirons la charge efficace e^* . Si $\mathcal{N}$ désigne la fonction de distribution des phonons :

$$\mathcal{N} = [\exp (h\nu_1/kT) - 1]^{-1} \quad (1.15)$$

et si nous admettons que la fonction Φ de la formule (1.4) peut être mise sous la forme :

$$\Phi(\vec{k}) = \vec{k} \cdot \vec{c}(\varepsilon) \quad (1.16)$$

le résultat est le suivant :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = - \frac{(ee^*)^2 m^{*1/2}}{\hbar a^3 M \nu_1 (2\varepsilon)^{1/2}} \cdot f'_0 \cdot \vec{k} \cdot \vec{\Lambda}(\vec{c}) \quad (1.17)$$

avec :

$$\begin{aligned} \vec{\Lambda}(\vec{c}) \equiv (\mathcal{N} + 1) \frac{f_0(\varepsilon + h\nu_1)}{f_0(\varepsilon)} \left\{ \left[\left(1 + \frac{h\nu_1}{2\varepsilon} \right) \text{Log} \frac{\sqrt{\varepsilon + h\nu_1} + \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon + h\nu_1} - \sqrt{\varepsilon}} - \frac{\sqrt{\varepsilon + h\nu_1}}{\sqrt{\varepsilon}} \right] \dots \right. \\ \left. \dots \vec{c}(\varepsilon + h\nu_1) - \text{Log} \frac{\sqrt{\varepsilon + h\nu_1} + \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon + h\nu_1} - \sqrt{\varepsilon}} \vec{c}(\varepsilon) \right\} + \mathcal{N} \frac{f_0(\varepsilon - h\nu_1)}{f_0(\varepsilon)} \mathcal{H}(\varepsilon - h\nu_1) \dots \\ \dots \left\{ \left[\left(1 - \frac{h\nu_1}{2\varepsilon} \right) \text{Log} \frac{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - h\nu_1}}{\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon - h\nu_1}} - \frac{\sqrt{\varepsilon - h\nu_1}}{\sqrt{\varepsilon}} \right] \dots \right. \\ \left. \dots \vec{c}(\varepsilon - h\nu_1) - \text{Log} \frac{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - h\nu_1}}{\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon - h\nu_1}} \vec{c}(\varepsilon) \right\}. \end{aligned}$$

Ici $\mathcal{H}(\varepsilon - h\nu_1)$ est la fonction de Heaviside, qui vaut 1 si $\varepsilon \geq h\nu_1$ et 0 si $\varepsilon < h\nu_1$.

On peut définir un temps de relaxation, si $(\partial f / \partial t)_c$ peut être mis sous la forme :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = \frac{1}{\tau} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \vec{k} \cdot \vec{c}(\varepsilon) \quad (1.18)$$

obtenue en combinant (1.4), (1.6) et (1.29). Il n'existe donc un temps de relaxation que si l'opérateur Λ se réduit à un opérateur de multiplication, c'est-à-dire si :

$$\Lambda(\tilde{c}) \equiv \tilde{A}c(\varepsilon). \quad (1.19)$$

Il est nécessaire, pour cela, de supposer $\varepsilon \gg \hbar\nu_1$; on trouve alors aisément que $\tilde{A} = -(2N + 1)$, c'est-à-dire que :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{(ee^*)^2 m^{*1/2}}{\hbar a^3 M \nu_1 (2\varepsilon)^{1/2}} (2N + 1) \quad (1.20)$$

dans deux cas distincts :

- 1) à toute température, si la statistique classique est applicable ;
- 2) à haute température seulement ($kT \gg \hbar\nu_1$), si le gaz de porteurs de charge est dégénéré.

Pour un gaz dégénéré, aux basses températures, il existe encore un temps de relaxation, mais $\tilde{A}$ dépend de ε par l'intermédiaire de fonctions exponentielles, c'est-à-dire qu'il n'existe pas d'indice de dispersion. Au contraire, dans le cas 1) ou dans le cas 2), la formule (1.20) est applicable et il existe un indice de dispersion $r = +1/2$.

Mais il faut remarquer que, de toute façon, la formule (1.20) repose sur l'hypothèse :

$$\varepsilon \gg \hbar\nu_1.$$

Callen (14) a montré qu'on peut encore définir un temps de relaxation tant que $\varepsilon > \hbar\nu_1$, mais que, lorsque ε et $\hbar\nu_1$ deviennent comparables, la formule (1.20) est inapplicable. La variation de τ avec ε , selon Callen, est représentée sur la figure 1. On voit sur cette figure que les électrons peuvent être divisés en trois groupes, selon leur énergie :

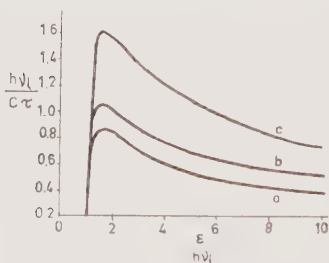


Fig. 1. — Dispersion par les phonons optiques : Variation du temps de relaxation avec l'énergie de l'électron, selon Callen (14) :

$$\begin{aligned} a : kT/\hbar\nu_1 &= 0 & \tau &= \frac{\pi (2m^*)^{1/2} (ee^*)^2}{Ma^3 (\hbar\nu_1)^{1/2}} \\ b : kT/\hbar\nu_1 &= 0,5 & C &= \\ c : kT/\hbar\nu_1 &= 1 \end{aligned}$$

α) Si $\varepsilon/\hbar\nu_1 \geq 2$, il existe un temps de relaxation ; la formule (1.20) est applicable et $r = +1/2$.

β) Si $1 < \varepsilon/\hbar\nu_1 < 2$, il existe encore un temps de relaxation ; la formule (1.20) n'est plus applicable et r a une valeur négative variable.

γ) Si $\varepsilon/\hbar\nu_1 < 1$, il n'existe plus de temps de relaxation.

Mott et Gurney (48), qui ont dérivé la formule (1.20) dans le cas

$\varepsilon \gg h\nu_1$, envisagent aussi un temps de relaxation pour $\varepsilon \ll h\nu_1$, qui serait donné par la formule (1.20) où $(2N + 1)$ aurait été remplacé par N . Il n'apparaît pas que ce raisonnement soit valable; on peut montrer, en effet, que dans le cas $\varepsilon \ll h\nu_1$ et en supposant la statistique classique, $\Lambda(\vec{c})$ est de la forme $\Lambda(\vec{c}) \propto \vec{c}(\varepsilon + h\nu_1)$ et non de la forme (1.19).

Ainsi, dans le cas de la dispersion polaire, la notion de temps de relaxation ne peut être retenue que pour les électrons de grande énergie ($\varepsilon \gg h\nu_1$); elle perd donc beaucoup de sa généralité et de son utilité. L'antimoniure d'indium va nous permettre de juger de l'importance relative des trois régions α , β , γ ci-dessus. Dans ce composé, la bande d'absorption du réseau se place à une longueur d'onde de 50μ (76), donc $\nu_1 = 6,0 \cdot 10^{12} \text{ sec.}^{-1}$; Spitzer et Fan (61) donnent $\kappa = 16$, $\kappa_0 = 17,5$, d'où, d'après la formule (1.13), $\nu_1 \sim 6,10^{12} \text{ sec.}^{-1}$, $h\nu_1 \sim 0,025 \text{ eV}$, ce qui correspond à une température $\theta_1 \sim 290^\circ \text{ K}$.

Pour un échantillon de type n possédant $1,3 \cdot 10^{17}$ donneurs par centimètre cube, nous montrerons, au paragraphe 2.2., que le niveau de Fermi est situé à une énergie $\zeta = 0,040 \text{ eV}$ au-dessus du bas de la bande de conduction. Ainsi tous les électrons sont dans les régions β et γ ci-dessus et la formule (1.20), applicable à la seule région α , ne saurait rendre compte des phénomènes. Il existe bien des électrons dans la région α pour un échantillon extrêmement impur, mais, même dans ce cas, on ne peut négliger l'effet des électrons des régions β et γ et, de plus, la statistique de Fermi-Dirac étant nécessaire, c'est seulement aux températures nettement supérieures à $\theta_1 = 290^\circ \text{ K}$ que la formule (1.20) s'applique aux électrons de la région α .

En conclusion, si la mobilité est limitée par le mécanisme de dispersion polaire, on ne peut parler de temps de relaxation et la résolution de l'équation de Boltzmann nécessite des méthodes particulières, dont l'une sera donnée au paragraphe 4.2.

1.5. Détermination du mécanisme de dispersion. — Pour déterminer le mécanisme prédominant dans un composé semi-conducteur, on peut tenter d'utiliser, en principe, n'importe quel effet de transport : effet électrique, thermique, galvanomagnétique ou thermomagnétique. Cependant, tous ces effets ne sont pas également avantageux. Comparons, par exemple, l'effet Hall et l'effet Nernst dus aux seuls électrons libres; ces deux effets sont identiques, à ceci près que l'un est créé par un courant électrique et l'autre par un courant thermique (des définitions en seront données au paragraphe 2.1).

Dans l'expérience de Hall, on crée un flux longitudinal d'électrons $\vec{\varphi}$; un champ magnétique transversal $\vec{H}$ donne aux électrons une composante de vitesse normale à $\vec{H}$ et à $\vec{\varphi}$; un champ électrique transversal en résulte, qui compense l'effet du champ magnétique, pour l'ensemble des électrons. Si, en outre, le temps moyen entre deux chocs

est le même pour tous les électrons, le champ de Hall compense exactement, pour *chaque* électron, le champ magnétique. Mais s'il n'en est pas ainsi, c'est-à-dire si τ dépend de ε , il subsiste un effet du second ordre, qui se traduit par une modification de la constante de Hall ; cette modification n'apparaît que si le champ magnétique $\vec{H}$ n'est pas infiniment grand et elle est fonction de H . Ainsi, *le champ de Hall dépend essentiellement du nombre d'électrons libres ; seule sa variation avec le champ magnétique peut fournir une information sur le mécanisme de dispersion des électrons.*

Dans l'expression de la constante de Hall :

$$R_H = \lambda / nec$$

(c étant la vitesse de la lumière), la constante $\lambda = 1$ pour un champ infini. H tendant vers zéro, λ tend vers une valeur λ_0 qui dépend du mécanisme de dispersion. Si la statistique classique s'applique et s'il existe un indice de dispersion r , $\lambda(0)$ est donné par la formule qu'on rapprochera de la formule (1.10) :

$$\lambda(0) = \frac{\mu_H}{\mu} = \frac{\Gamma(5/2 + 2r) \cdot \Gamma(5/2)}{[\Gamma(5/2 + r)]^2}. \quad (1.22)$$

$\lambda(0)$ dépend assez peu de r ; ainsi, pour les phonons acoustiques ($r = -1/2$), $\lambda(0) = \lambda_a = 1,18$; pour les impuretés ionisées ($r = +3/2$), $\lambda(0) = \lambda_i = 1,93$; encore faut-il remarquer avec Blatt (7) que, si $r = +3/2$ et si le semi-conducteur est dégénéré, λ_0 ne vaut plus 1,93, mais se rapproche de λ_a . Ainsi la variation de λ avec r reste faible.

Dans l'expérience de Nernst, le flux longitudinal d'électrons est nul ; il en résulte que, si τ est indépendant de ε , le champ de Nernst est nul. *Un effet Nernst non nul est dû uniquement à la variation de τ avec ε et dépend donc essentiellement du mécanisme de dispersion.* A la limite des champs infinis, quel que soit ce mécanisme, le champ de Nernst s'annule.

Cette sensibilité particulière des effets thermomagnétiques vis-à-vis des mécanismes de dispersion ressort de nombreux travaux antérieurs [pour l'effet Nernst, citons Wilson (référence 75, p. 10) ; par ailleurs, nous avons démontré l'influence du mode de dispersion sur l'effet magnétothermoélectrique (54)]. Nous justifions ainsi l'emploi des effets thermomagnétiques pour la recherche des mécanismes de dispersion prédominants dans les semi-conducteurs.

1.6. Choix des composés semi-conducteurs à étudier. — Pour atteindre ce but, à savoir la recherche des mécanismes de dispersion au moyen des effets thermomagnétiques, deux conditions doivent être remplies :

a) mesurer avec précision ces effets, ce qui implique que la mobilité des porteurs de charge étudiés dans le matériau considéré soit grande ;

b) disposer d'une théorie suffisamment précise du schéma de bandes du semi-conducteur étudié. Nous avons indiqué au paragraphe 1.4 que les particularités des bandes d'énergie pouvaient changer notablement la loi reliant la mobilité à la température; il en est de même pour tous les effets de transport.

L'antimoniure et l'arséniure d'indium sont les deux seuls composés réunissant ces conditions. La structure de la bande de conduction de InSb est connue et sera décrite au paragraphe 2.2; la mobilité des électrons y atteint les valeurs les plus élevées qu'on ait rencontrées dans un semi-conducteur. Le mécanisme de dispersion prédominant pour les électrons dans InSb n'est pas connu avec certitude (cf. § 3.3). Ce composé est donc un matériau de choix pour l'étude envisagée, d'autant plus que sa technologie (cf. § 3.1) est bien au point.

Les chapitres II, III et IV seront donc consacrés à l'*antimoniure d'indium*. Parmi les autres matériaux dont nous pouvions envisager l'étude par la méthode ci-dessus (InAs, GaAs, InP, HgTe, HgSe, etc...), nous avons retenu le *tellurure de mercure* (chap. V), dont la mobilité des électrons est très élevée, mais dont la structure de bande est encore inconnue et la technologie assez rudimentaire.

Ces composés peuvent tous avoir, selon les impuretés qu'ils contiennent, une conductivité purement électronique, purement lacunaire ou mixte. Chambers (15) a montré que les effets thermomagnétiques dans un semi-conducteur mixte comprennent trois termes additifs: l'effet des électrons libres seuls (« électronique »), l'effet des trous libres seuls (« lacunaire ») et un effet dit « ambipolaire » provenant de la présence simultanée des deux types de porteurs de charge. Nous montrerons que la détermination du mécanisme de dispersion des électrons n'est possible qu'au moyen des effets thermomagnétiques électroniques; ces derniers constituent donc la matière principalement étudiée dans la suite. Ce point de vue différencie le présent travail de celui exécuté par Beer et ses collaborateurs (74) (4), qui porte principalement sur les effets ambipolaires.

CHAPITRE II

Théorie des effets thermomagnétiques.

2.1. **Définitions.** — On appelle effets de transport les effets liés aux déplacements d'électrons. Ces déplacements sont causés par un champ électrique $\vec{E}$, un gradient thermique $\vec{\nabla}T$, un champ magnétique $\vec{H}$; ils se manifestent par l'existence de courants électrique et thermique, de densité respective $\vec{J}$ et $\vec{W}$.

On distingue les effets d'origine électrique et thermique; les premiers résultent du passage dans l'échantillon d'un courant électrique $\vec{J}$, et les seconds d'un courant calorifique $\vec{W}$ causé par un gradient thermique $\vec{\nabla T}$.

Nous considérerons un échantillon parallélépipédique, dont une arête est dirigée suivant $\vec{J}$ ou $(\vec{\nabla T})$, et nous supposerons le champ magnétique perpendiculaire à $\vec{J}$ (ou $\vec{\nabla T}$). Cette dernière hypothèse écarte certains effets qu'on peut rencontrer dans le cas d'une anisotropie des surfaces d'énergie ou des temps de relaxation. Elle écarte par exemple la magnétorésistance longitudinale. De tels effets n'existent d'ailleurs pas dans le cas principalement étudié, celui des électrons dans l'antimoniure d'indium.

Soit Ox la direction de $\vec{J}$ (ou $\vec{\nabla T}$), Oz la direction du champ magnétique; tous les déplacements d'électrons sont dans le plan xOy .

On distingue enfin les effets *isothermes*, observés dans des conditions où le gradient transversal de température est nul ($dT/dy=0$), et les effets *adiabatiques*, observés dans les conditions où le flux transversal de chaleur est nul ($dW/dy=0$). Seuls les effets isothermes seront étudiés, car les effets adiabatiques peuvent en être déduits de façon simple (cf. par exemple Chambers (15)). Le courant électrique transversal sera toujours supposé nul ($J_y=0$). On pourrait envisager, pour la théorie comme pour l'expérience, d'autres conditions aux limites, par exemple celles utilisées par Willardson et Beer (74) ($dT/dy=E_y=0$) pour l'étude de l'effet thermomagnétique ambipolaire (ce terme a été défini au paragraphe 1.6) dans InSb. Le choix que nous avons fait ($dT/dy=J_y=0$) correspond à un appareillage de mesure et à une formulation théorique simples.

Nous donnerons ci-dessous la définition précise des effets de transport intervenant dans notre étude :

a) Les *effets électriques et galvanomagnétiques* sont caractérisés par la conductivité électrique σ , la magnéto-résistance $\Delta\rho$, le coefficient de Hall R_H :

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{J_x}{E_x}; \quad \frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)}; \quad R_H = \frac{E_y}{H J_x}. \quad (2.1)$$

b) Les *effets thermiques et thermomagnétiques* sont caractérisés, d'une part, par la conductivité thermique σ_t et le coefficient de Nernst B :

$$\sigma_t = -\frac{W_x}{dT/dx}; \quad B = \frac{E_y}{H dT/dx}. \quad (2.2)$$

(la variation de σ_t avec H existe, mais nous ne l'utiliserons pas).

D'autre part, puisque $J_x=0$, un champ électrique E_x s'oppose au mouvement longitudinal des porteurs de charge : c'est l'*effet Seebeck*,

défini par le pouvoir thermoélectrique Q . Dans le cas général où le niveau de Fermi ζ dépend de la température, Q s'exprime par la formule :

$$Q = \frac{E_x - \frac{1}{q} \frac{d\zeta}{dx}}{dT/dx}. \quad (2.3)$$

Le pouvoir thermoélectrique dépend du champ H . Nous appellerons $\Delta Q = Q(H) - Q(0)$ l'effet *magnétothermoélectrique* (en abrégé MTE).

Les effets thermomagnétiques ont été souvent étudiés sur le germanium, mais relativement peu sur les composés semi-conducteurs : nous citerons : InSb (1) (4) (54) (74), HgTe (57) (68), Ag₂Te (36).

2.2. Modèle de semi-conducteur choisi. — Dans ce chapitre, nous considérerons un mécanisme de dispersion, caractérisé par un temps de relaxation τ et un indice de dispersion r , et nous calculerons dans ce cas les effets thermomagnétiques.

Nous choisirons, comme modèle de semi-conducteur, celui qui est aujourd'hui couramment admis pour l'antimoniure d'indium et qui sera précisé ci-après.

Au chapitre III, la validité de la théorie sera éprouvée à la lumière des données expérimentales.

Structure de bandes de l'antimoniure d'indium. — Les propriétés semi-conductrices de l'antimoniure d'indium ont été découvertes par Welker (71) et sont décrites notamment dans les références (55) (58) (72).

La largeur de bande interdite a été étudiée par des méthodes optiques (53) (64), qui ont fourni $\Delta E = 0,17$ eV à 300° K. $\Delta E_0 = 0,23$ eV à 0° K, et par des méthodes électriques (34) (44) (65), qui ont donné $\Delta E_0 = 0,27$ eV. Il apparaît un certain écart entre ces deux séries de données expérimentales. Nous adopterons :

$$\Delta E = 0,27 - 3,3 \cdot 10^{-4} T \quad (\text{en électron-volts}).$$

Pour préciser la structure de bandes, l'expérience la plus directe est celle de résonance de cyclotron. Elle a pu être réalisée de deux façons : en hyperfréquences à 4° K (17) (18), et dans l'infrarouge à 300° K (13) (40). Elle indique que la bande de conduction a la symétrie sphérique et que son minimum est au centre de la première zone de Brillouin. La masse efficace des électrons est $m_n \sim 0,013m_0$ (m_0 = masse de l'électron libre).

A cause de la faible valeur de m_n , les électrons ne sont pas confinés au bas de la bande de conduction, mais peuvent en occuper une zone étendue. Leur énergie n'est pas une fonction parabolique de leur vecteur d'onde, comme l'indiquerait la formule (1.8). Kane (37) a fait une

théorie approchée de la structure de bandes au voisinage de $\vec{k} = 0$, et a montré que, pour la bande de conduction :

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 K^2}{2m_0} + \frac{1}{2} \left[\left(\Delta E^2 + 2\hbar^2 K^2 \Delta E \frac{m_0 - m_n}{m_0 m_n} \right)^{1/2} - \Delta E \right]. \quad (2.4)$$

Ici m_n est la masse efficace au bas de la bande de conduction, qui vaut $0,013m_0$.

La bande de valence est plus complexe, mais sa structure exacte ne nous sera pas nécessaire. Nous adopterons, pour la masse efficace des trous, $m_p = 0,18m_0$.

Statistique des porteurs de charge dans l'antimoniure d'indium. — Quand la température croît, la lacune d'énergie ΔE décroît rapidement ; il en résulte que le gaz d'électrons est dégénéré pour $T > 400^\circ \text{K}$. Comme il l'est également aux basses températures, pour $T > 2 \cdot 10^{-9} \text{K}$, on peut dire que des échantillons dont la densité de porteurs de charge à l'exhaustion dépasse environ $5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ sont dégénérés à toute température. La statistique de Fermi-Dirac est donc nécessaire. La fonction de distribution, à l'équilibre, est :

$$f_0(\zeta) = \left(1 + \exp \frac{\varepsilon - \zeta}{kT} \right)^{-1}. \quad (2.5)$$

Les méthodes habituelles de la mécanique statistique permettent d'exprimer le nombre d'électrons libres et d'autres grandeurs importantes en fonction du niveau de Fermi réduit $\eta = \zeta/kT$, par l'intermédiaire des fonctions de Fermi-Dirac $F_i(\eta)$:

$$F_i(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^i dx}{1 + \exp(x - \eta)} \quad (x = \varepsilon/kT). \quad (2.6)$$

Si le gaz de porteurs de charge est très dégénéré ($\eta \gg 1$), F_i s'exprime sous forme de série :

$$F_i(\eta) = \frac{\eta^{i+1}}{i+1} \left[1 + \frac{i\pi^2}{6\eta^2} + \frac{7i(i-1)\pi^4}{360\eta^4} + \dots \right]. \quad (2.7)$$

Si, au contraire, la statistique classique est applicable ($\eta < -4$), l'approximation convenable est :

$$F_i(\eta) = \exp \eta \cdot \Gamma(i+1). \quad (2.8)$$

On dispose (5) (43) (52) de tables des fonctions F_i pour :

$$i = -1/2, 0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, 3, 7/2, 9/2, 11/2.$$

Tenant compte de la structure non parabolique de la bande de

conduction, on obtient, pour le nombre d'électrons libres, une formule qui a été donnée par Ehrenreich (20) et qui s'écrit :

$$n = \frac{(2m_n kT)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} F_{1/2}(\eta) \left[1 + S_0 \left(\eta, \frac{kT}{\Delta E} \right) \right]. \quad (2.9)$$

avec :

$$S_i(\eta, X) = X \left(\frac{5}{2} - 5 \frac{m_n}{m_0} \frac{F_{i+3/2}(\eta)}{F_{i+1/2}(\eta)} + \dots \right. \\ \left. \dots X^2 \left(1 - 2 \frac{m_n}{m_0} \frac{F_{i+5/2}(\eta)}{F_{i+1/2}(\eta)} - 4X^3 \frac{m_n}{m_0} \frac{F_{i+7/2}(\eta)}{F_{i+1/2}(\eta)} \right) \right] \quad (2.10)$$

De même, il est aisé de montrer que :

$$\int_0^\infty \epsilon^i dn = \frac{(2m_n)^{3/2} (kT)^{i+3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} F_{i+1/2}(\eta) \left[1 + S_i \left(\eta, \frac{kT}{\Delta E} \right) \right]. \quad (2.11)$$

Il sera important pour les calculs ultérieurs d'estimer l'approximation faite en substituant à la bande de Kane la bande parabolique « tangente ». Nous remarquerons que cette approximation est justifiée en tout cas si le gaz d'électrons est « classique », c'est-à-dire s'il obéit à la statistique de Boltzmann, puisque alors seuls les niveaux les plus bas sont occupés. Il n'en est plus de même pour un gaz partiellement dégénéré ; le terme S_i de la formule (2.11) est alors loin d'être négligeable.

Mais il est aisé de voir que, quelle que soit la dégénérescence du gaz, on peut négliger les termes S_i dans le quotient de deux intégrales du type (2.11). Considérons par exemple la moyenne de la quantité ϵ^i sur toute la distribution électronique

$$\langle \epsilon^i \rangle = \frac{\int_0^\infty \epsilon^i dn}{\int_0^\infty dn}. \quad (2.12)$$

Plaçons-nous dans le cas d'un gaz très dégénéré, où l'influence de la forme non parabolique de la bande est susceptible d'être la plus grande possible. Affectons des indices K et P les grandeurs calculées en utilisant la bande de Kane et la bande parabolique « tangente ». On peut écrire :

$$\langle \epsilon^i \rangle_K = \langle \epsilon^i \rangle_P \left[1 + \frac{S_i - S_0}{S_0} \right].$$

En développant $S_i(\eta)$ suivant les puissances de $1/\eta$, selon l'expression (2.7), on obtient pour les premiers termes une expression d'où i disparaît ; la différence $S_i - S_0$ est donc nulle en première approximation, ainsi que la différence $\langle \epsilon^i \rangle_K - \langle \epsilon^i \rangle_P$.

Nous pouvons donc admettre que :

$$\langle \epsilon^i \rangle = (kT)^i \frac{F_{i+1/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)}. \quad (2.13)$$

Le nombre de trous libres peut être calculé en supposant que la bande de valence est parabolique et a la symétrie sphérique autour du centre de la zone de Brillouin :

$$p = \frac{(2m_p kT)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} F_{1/2}(\eta') \quad (2.14)$$

avec :

$$\eta' = -\eta - \delta; \quad \delta = \Delta E/kT.$$

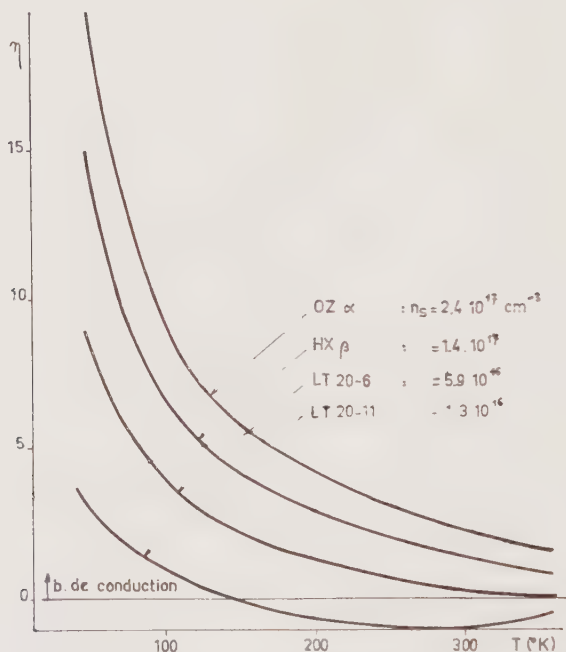


Fig. 2a. — InSb de type n : niveau de Fermi réduit en fonction de la température.

A toute température, le niveau de Fermi d'un échantillon défini par son nombre de porteurs de charge à l'exhaustion n_s est solution de l'équation implicite :

$$n - p = n_s$$

où n et p ont les expressions (2.9) et (2.14).

Nous donnons à titre d'exemple, dans la figure 2, le résultat du calcul de η selon cette méthode, pour trois échantillons OZ α , HX β et LT 20-11, de type n (fig. 2a) et un échantillon de type p (fig. 2b).

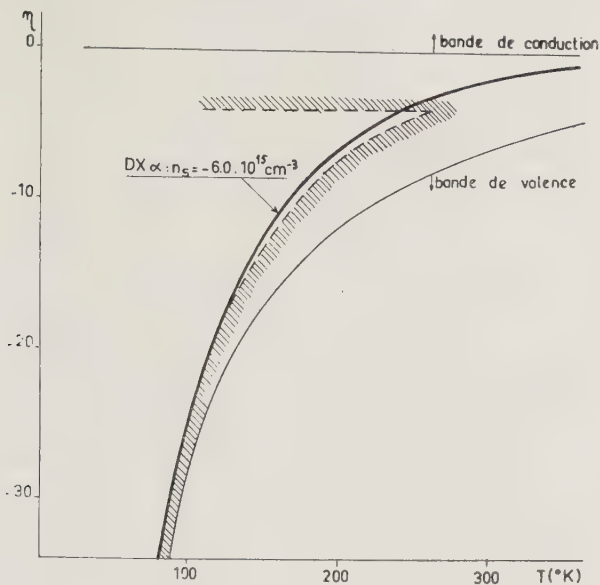


Fig. 2b. — InSb de type p : niveau de Fermi réduit en fonction de la température.

//// // // // // Région où la statistique classique n'est pas applicable.

Sur les effets particuliers aux basses températures. — Nous négligerons, dans la suite de ce travail, les effets particuliers aux basses températures. Nos expériences seront faites à des températures comprises entre 77 et 350° K ; c'est dans ce domaine seulement que nous avons pu observer des effets thermomagnétiques importants. Nous n'avons jamais trouvé une trace nette d'un effet d'entraînement par les phonons (24) (26). Nous supposons les champs électriques suffisamment faibles pour que l'ionisation par choc soit négligeable et nous ne ferons aucun calcul relatif aux effets de transport dans la bande d'impureté. D'autre part, nous négligerons les effets oscillatoires, qui ne pourraient être observés qu'aux très basses températures. Nous supposons que le temps de relaxation n'est pas influencé par le champ magnétique [Argyres et Adams (2) ont discuté la magnétorésistance dans le cas où H agit sur τ] ; enfin nous admettrons que le champ magnétique ne perturbe pas les niveaux d'énergie. Cette dernière hypothèse peut n'être pas valable aux forts champs magnétiques ; les corrections nécessaires dans ce cas pourraient être introduites de la manière discutée par Swanson (63) qui, étudiant l'effet Hall, conclut que la quantification des orbites dans le champ magnétique n'altérerait pas la valeur de la constante de Hall à saturation.

2.3. Effets thermomagnétiques des électrons libres. — Considérons, dans l'antimoniure d'indium, un gaz de porteurs de charge (de charge q) caractérisé par son niveau de Fermi réduit ζ . Supposons qu'existe un temps de relaxation $\tau = \tau \varepsilon$. Appliquons un gradient de température et un champ magnétique dans les conditions décrites au paragraphe 2.1. Nous allons établir et résoudre l'équation de Boltzmann correspondant à ce problème.

Remarque sur le libre parcours moyen de porteurs de charge dans une bande non parabolique. — Nous remarquerons tout d'abord que, du fait que la relation $\varepsilon = m^* v^2 / 2$ n'est plus vérifiée, le libre parcours moyen $l = \tau v$ n'est plus donné, en fonction du temps de relaxation, par la formule $l = (2\varepsilon / m^*)^{1/2} \tau$. Dans la suite, nous n'utiliserons pas la notion de libre parcours moyen. Nous emploierons le temps de relaxation, qui d'ailleurs est souvent donné directement par les théories des mécanismes de dispersion (notamment dans le cas de la dispersion par les vibrations du réseau). Si, pour un mécanisme particulier, la théorie fournissait directement l , il faudrait convertir l en τ en tenant compte de la relation (2.8) entre l'énergie et la vitesse de l'électron.

Solution de l'équation de Boltzmann. — Dans le cas considéré, la variation de la fonction de distribution due aux forces extérieures est :

$$-\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_e = \frac{q}{\hbar} \left[\vec{E} + \frac{\hbar}{cm^*} \vec{k} \wedge \vec{H} \right] \cdot \overrightarrow{\text{grad}_k f} + \frac{\hbar}{m^*} \vec{k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}_r f}$$

et l'équation de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{q}{\hbar} \left[\vec{E} + \frac{\hbar}{cm^*} \vec{k} \wedge \vec{H} \right] \cdot \overrightarrow{\text{grad}_k f} + \frac{\hbar}{m^*} \vec{k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}_r f} = -\frac{f - f_0}{\tau} \quad (2.16)$$

Mettons f sous la forme (1.4), et cherchons s'il existe une solution telle que $\Phi(\vec{k}) = \vec{k} \cdot \vec{c}(\varepsilon)$, c'est-à-dire, en définitive, cherchons une solution de la forme :

$$f = f_0 - \vec{k} \cdot \vec{c}(\varepsilon) f'_0 \quad (2.17)$$

Supposant $\vec{H}$ perpendiculaire à $\overrightarrow{\text{grad}_r T}$, et négligeant les termes tels que $\vec{E} \cdot \vec{c}$, petits devant la perturbation $\vec{E}$, nous aboutissons à la solution :

$$\vec{c} = \frac{\hbar}{m^* c} \frac{\tau}{1 + (\alpha \tau H)^2} (\vec{P} - \alpha \tau \vec{H} \wedge \vec{P}) \quad (2.18)$$

où l'on a posé :

$$\alpha = q / m^* c \quad (2.19)$$

$$\vec{P} = q \vec{E} + T \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\varepsilon - \zeta}{T} \right) \overrightarrow{\text{grad}_r T} \quad (2.20)$$

Nous pouvons alors calculer la densité de courant électrique :

$$\vec{J} = \frac{q}{4\pi^3} \frac{\hbar}{m^*} \int \vec{k} f d\vec{k} = - \frac{q}{4\pi^3} \frac{\hbar}{m^*} \int f_0' \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{c}) d\vec{k}. \quad (2.21)$$

En écrivant que $\vec{J} = 0$, nous obtenons deux équations contenant E_x et E_y , d'où nous pouvons tirer directement :

$$Q = (qE_x - d\zeta/dx)/(qdT/dx) \quad \text{et} \quad B = E_y/(HdT/dx)$$

[cf. formules (2.2) et (2.3)].

En introduisant les notations :

$$\left. \begin{aligned} K_1(H) &= \int_0^\infty f_0' \frac{\tau \varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{1 + (\alpha\tau H)^2}; & K_2(H) &= \int_0^\infty f_0' \frac{\tau \varepsilon^{5/2} d\varepsilon}{1 + (\alpha\tau H)^2} \\ L_1(H) &= \int_0^\infty f_0' \frac{\tau \cdot \alpha\tau H \cdot \varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{1 + (\alpha\tau H)^2}; & L_2(H) &= \int_0^\infty f_0' \frac{\tau \cdot \alpha\tau H \cdot \varepsilon^{5/2} d\varepsilon}{1 + (\alpha\tau H)^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

nous obtenons pour Q et B les expressions :

$$\frac{q}{k} Q = -\eta + \frac{1}{kT} \frac{\frac{K_2}{K_1} + \left(\frac{L_1}{K_1}\right)^2 \frac{L_2}{L_1}}{1 + \left(\frac{L_1}{K_1}\right)^2} \quad (2.23)$$

$$\frac{q}{k} BH = \frac{1}{kT} \frac{\frac{L_1}{K_1} \left(\frac{K_2}{K_1} - \frac{L_2}{L_1}\right)}{1 + \left(\frac{L_1}{K_1}\right)^2}. \quad (2.24)$$

Les formules (2.23) et (2.24) donnent de façon générale l'effet Seebeck et l'effet Nernst. Nous allons maintenant examiner quelques cas particuliers.

Effet Seebeck pour champ nul. — Si $H = 0$, $\vec{E}$ et $\vec{P}$ se réduisent à des vecteurs $\vec{E}_0$ et $\vec{P}_0$ dirigés suivant Ox , et $\vec{c}$ se réduit à :

$$\vec{c}_0 = \frac{\hbar}{m^*} \tau P_0. \quad (2.25)$$

Le pouvoir thermoélectrique (pour champ magnétique nul) est donné par :

$$\frac{q}{k} Q(0) = -\eta + \frac{1}{kT} \frac{K_2(0)}{K_1(0)}. \quad (2.26)$$

S'il existe un indice de dispersion r , $Q(0)$ s'exprime simplement en fonction des $F_i(\eta)$:

$$\frac{q}{k} Q(0) = -\eta + \frac{(5/2 + r)F_{3/2+r}(\eta)}{(3/2 + r)F_{1/2+r}(\eta)}. \quad (2.27)$$

En particulier, si les porteurs de charge sont des électrons ($q = -e$),

TABLEAU I

Effet Seebeck électronique ($-eQ \cdot k$) pour différentes valeurs de r .

r	Mécanisme de dispersion	Gaz d'électrons classique ($\eta \ll 1$)	Gaz général	Gaz d'électrons très dégénéré ($\eta \gg 1$)
$-1/2$	Phonons acoustiques	$2 - \eta$	$2 \frac{F_1(\eta)}{F_0(\eta)} - \eta$	$\pi^2/3\eta$
$+1/2$	—	$3 - \eta$	$\frac{3}{2} \frac{F_2(\eta)}{F_1(\eta)} - \eta$	$2\pi^2/3\eta$
$+3/2$	Impuretés ionisées	$4 - \eta$	$\frac{4}{3} \frac{F_3(\eta)}{F_2(\eta)} - \eta$	π^2/η
r		$\frac{5}{2} + r - \eta$	$\frac{5/2 + r}{3/2 + r} \frac{F_{3/2+r}(\eta)}{F_{1/2+r}(\eta)} - \eta$	$(3/2 + r)\pi^2/3\eta$

on retrouve, pour différentes valeurs de r et de η , les formules connues, reproduites sur le tableau I.

La figure 3 représente le pouvoir thermoélectrique, donné par la formule (2.27), en fonction du niveau de Fermi et de l'indice de dispersion.

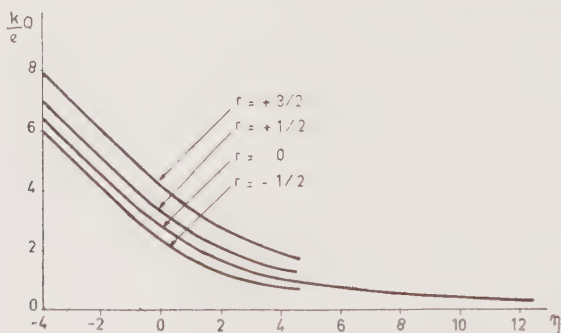


Fig. 3. — Pouvoir thermoélectrique en fonction du niveau de Fermi réduit, pour différentes valeurs de l'indice de dispersion.

Effets thermomagnétiques dans les champs magnétiques faibles. — A cause de la présence simultanée de π au numérateur et au dénominateur des intégrales (2.22), Q et B [formules (2.23) et (2.24)] ne peuvent pas, dans le cas général, s'exprimer en fonction des F_i . Une telle sim-

plification est, au contraire, possible si on se limite aux champs suffisamment faibles pour que $(\alpha\tau H)^4$ soit négligeable devant 1.

Considérons l'effet MTE : $\Delta Q(H) = Q(H) - Q(0)$. En se limitant aux termes proportionnels à H^2 , $\Delta Q(H)$ est la somme de deux termes :

$$\Delta Q(H) = \Delta_1 Q(H) + \Delta_2 Q(H) \quad (2.28)$$

$$\frac{q}{k} \Delta_1 Q(H) = \frac{1}{kT} \left[\frac{K_2(H)}{K_1(H)} - \frac{K_2(0)}{K_1(0)} \right] \quad (2.29a)$$

$$\frac{q}{k} \Delta_2 Q(H) = \frac{1}{kT} \left[\frac{L_1(H)}{K_1(H)} \right]^2 \left[\frac{L_2(H)}{L_1(H)} - \frac{K_2(0)}{K_1(0)} \right]. \quad (2.29b)$$

Nous ne conserverons, dans les intégrales (2.22), que les termes indépendants de H et les termes en H ou en H^2 . Nous obtenons ainsi, si τ est de la forme (1.7) :

$$\frac{q}{k} \Delta_1 Q(H) = -\alpha^2 H^2 \frac{1}{kT} \frac{\langle\langle \tau \epsilon \rangle\rangle}{\langle\langle \tau \rangle\rangle} \left(\frac{\langle\langle \tau^3 \epsilon \rangle\rangle}{\langle\langle \tau \epsilon \rangle\rangle} - \frac{\langle\langle \tau^3 \rangle\rangle}{\langle\langle \tau \rangle\rangle} \right) \quad (2.30a)$$

$$\frac{q}{k} \Delta_2 Q(H) = -\alpha^2 H^2 \frac{1}{kT} \left(\frac{\tau^2}{\tau} \right)^2 \left(\frac{\langle\langle \tau \epsilon \rangle\rangle}{\langle\langle \tau \rangle\rangle} - \frac{\langle\langle \tau^2 \epsilon \rangle\rangle}{\langle\langle \tau^2 \rangle\rangle} \right) \quad (2.30b)$$

et par un calcul analogue portant sur $B(0)$:

$$\frac{q}{k} B(H)H = + \frac{\alpha H}{kT} \frac{\langle\langle \tau^2 \rangle\rangle}{\langle\langle \tau \rangle\rangle} \left(\frac{\langle\langle \tau \epsilon \rangle\rangle}{\langle\langle \tau \rangle\rangle} - \frac{\langle\langle \tau^2 \epsilon \rangle\rangle}{\langle\langle \tau^2 \rangle\rangle} \right). \quad (2.31)$$

Ici :

$$\frac{\langle\langle \epsilon^i \rangle\rangle}{\langle\langle \epsilon^j \rangle\rangle} \equiv \frac{\int_0^\infty \epsilon^{i+j/2} f'_0 d\epsilon}{\int_0^\infty \epsilon^{j+3/2} f'_0 d\epsilon} = (kT)^{i-j} \frac{i+3/2}{j+3/2} \frac{F_{i+1/2}(\eta)}{F_{j+1/2}(\eta)}. \quad (2.32)$$

Nous pouvons effectuer les moyennes figurant dans les formules (2.30) et (2.31) en utilisant la formule (2.13), d'après la remarque faite au paragraphe 2.2 : nous exprimerons ΔQ et $B.H$ en fonction, non pas du champ magnétique H , mais du paramètre de champ y :

$$y = \alpha H \frac{\langle\langle \tau^2 \rangle\rangle}{\langle\langle \tau \rangle\rangle} = \pm \mu_H H / c \quad (2.33)$$

(le signe $-$ s'applique aux électrons, le signe $+$ aux trous).

ΔQ et $B.H$ sont, pour un gaz de porteurs de charge quelconque :

$$\frac{q}{k} \Delta_1 Q(H) = -y^2 \frac{(5/2 + 3r) F_{3/2+r} F_{1/2+r} - (3/2 + 3r) F_{1/2+3r} (5/2+r) F_{3/2+r}}{(3/2 + 2r)^2 F_{1/2+2r}^2} \quad (2.34a)$$

$$\frac{q}{k} \Delta_2 Q(H) = -y^2 \left[\frac{(5/2 + r) F_{3/2+r}}{(3/2 + r) F_{1/2+r}} - \frac{(5/2 + 2r) F_{3/2+2r}}{(3/2 + 2r) F_{1/2+2r}} \right]. \quad (2.34b)$$

$$\frac{q}{k} B(H).H = y \left[\frac{(5/2 + r) F_{3/2+r}}{(3/2 + r) F_{1/2+r}} - \frac{(5/2 + 2r) F_{3/2+2r}}{(3/2 + 2r) F_{1/2+2r}} \right]. \quad (2.35)$$

pour un gaz de porteurs de charge très dégénéré :

$$\frac{q}{k} \Delta_1 Q_m(H) = -\frac{2r\pi^2}{3\eta} y^2. \quad (2.36a)$$

$$\frac{q}{k} \Delta_2 Q_m(H) = +\frac{r\pi^2}{3\eta} y^2. \quad (2.36b)$$

$$\frac{q}{k} \Delta Q_m(H) = -\frac{r\pi^2}{3\eta} y^2. \quad (2.37)$$

$$\frac{q}{k} B_m(H) \cdot H = -\frac{r\pi^2}{3\eta} y. \quad (2.38)$$

et pour un gaz de porteurs de charge « classique » :

$$\frac{q}{k} \Delta_1 Q_c(H) = -2ry^2 \frac{\Gamma(5/2 + 3r)\Gamma(5/2 + r)}{[\Gamma(5/2 - 2r)]^2} \equiv -2\theta ry^2. \quad (2.39a)$$

$$\frac{q}{k} \Delta_2 Q_c(H) = ry^2. \quad (2.39b)$$

$$\frac{q}{k} \Delta Q_c(H) = -(2\theta - 1)ry^2. \quad (2.40)$$

$$\frac{q}{k} B_c(H) \cdot H = -ry. \quad (2.41)$$

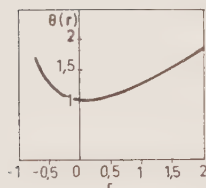


Fig. 4. — Fonction $\theta(r) = \frac{\Gamma(\frac{5}{2} - 3r) \cdot \Gamma(\frac{5}{2} + r)}{[\Gamma(\frac{5}{2} - 2r)]^2}$.

(Le facteur θ est représenté, en fonction de r , sur la figure 4). Des formules (2.34) à (2.41), nous tirerons les conclusions suivantes :

a) L'effet MTE et l'effet Nernst sont nuls si $r = 0$; l'un ou l'autre de ces effets change son signe avec r .

Telle est la raison pour laquelle les effets thermomagnétiques peuvent être précieux pour la détermination du mécanisme de dispersion.

b) Aux faibles champs magnétiques, l'effet Nernst est proportionnel au champ, et l'effet MTE au carré du champ.

c) L'effet Nernst peut être considéré comme proportionnel à r quel que soit le niveau de Fermi ; l'effet MTE ne l'est que dans le cas d'un gaz de porteurs de charge très dégénéré ; dans ce dernier cas il existe une relation simple entre les grandeurs des effets Nernst et MTE :

$$\frac{\Delta Q_m(H)}{H^2} = \pm \frac{\mu_H}{c} B_m(H). \quad (2.42)$$

Ces conclusions se dégagent également des figures 5 et 6, qui représentent, selon les formules (2.34) et (2.35), $qB(H)H/ky$ et $q\Delta Q(H)/ky^2$ en fonction de η

Fig. 5. — Effet Nernst : $qB(H)H/ky$, en fonction du niveau de Fermi réduit, pour différentes valeurs de l'indice de dispersion r (champs magnétiques faibles).

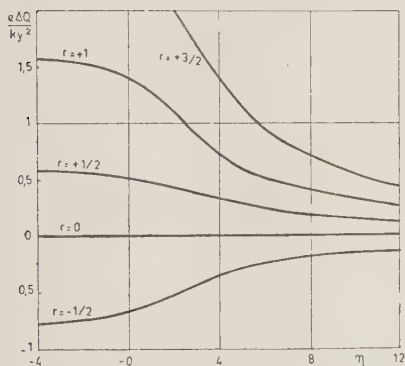
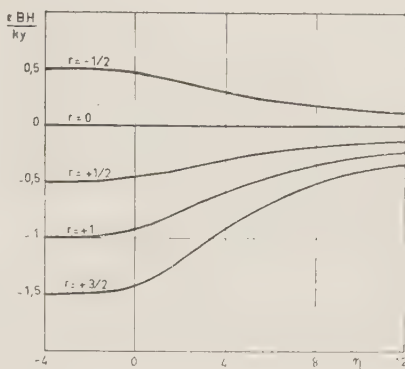


Fig. 6. — Effet MTE : $q\Delta Q/ky^2$, en fonction du niveau de Fermi réduit, pour différentes valeurs de l'indice de dispersion (champs magnétiques faibles).

Effets thermomagnétiques dans les champs magnétiques intenses. — Quand $H \rightarrow \infty$, $(L_1/K_1) \rightarrow \infty$, les formules (2.23) et (2.24) montrent que :

$$\begin{cases} \frac{q}{k} Q \rightarrow -\eta + \frac{1}{kT} \frac{L_2(\infty)}{L_1(\infty)} \\ \frac{q}{k} BH \rightarrow 0. \end{cases}$$

D'après (2.22), les intégrales K_i et L_i tendent, dans les mêmes conditions, vers :

$$\begin{aligned} K_1(\infty) &= \frac{1}{\alpha^2 H^2} < \frac{1}{\tau} >; & K_2(\infty) &= \frac{1}{\alpha^2 H^2} < \frac{\varepsilon}{\tau} > \\ L_1(\infty) &= \frac{1}{\alpha H} < 1 >; & L_2(\infty) &= \frac{1}{\alpha H} < \varepsilon >. \end{aligned}$$

En négligeant les effets quantiques possibles aux basses températures, nous obtenons le résultat, très simple :

$$B(\infty) = 0 \quad (2.43a)$$

$$\frac{q}{k} \Delta Q(\infty) = -\eta + \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} \quad (2.43b)$$

Il résulte des formules (2.43) que :

a) L'effet thermoélectrique dans un champ transversal infini ne dépend pas du mécanisme de dispersion, il ne dépend que de η [formule (2.43b)].

b) Si $r = 0$, $Q(\infty) = Q(0)$, en accord avec la conclusion a) du paragraphe précédent.

c) Si $r \neq 0$, l'effet MTE pour champ infini est égal à :

$$\frac{q}{k} \Delta Q(\infty) = \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} - \frac{5/2 + r}{3/2 + r} \frac{F_{3/2+r}(\eta)}{F_{1/2+r}(\eta)} \quad (2.44)$$

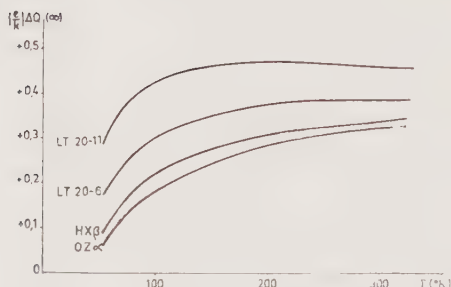


Fig. 7. — Effet MTE électronique théorique, pour un champ infini : $e\Delta Q(\infty)/k$, en fonction de la température, pour $r = +1.2$.

OZ α : $n_s = +2.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

HX β : $n_s = +1.4 \cdot 10^{17}$

LT 20-6 : $n_s = +5.9 \cdot 10^{16}$

LT 20-11 : $n_s = +1.3 \cdot 10^{16}$

Nous donnons sur la figure 7 les courbes théoriques de $\Delta Q(\infty)$ en fonction de la température, en supposant $r = +1.2$, pour les trois échantillons de type n ($q = -e$) dont la figure 2a donne le niveau de Fermi réduit.

d) Le coefficient de Nernst dans un champ transversal infini est nul, résultat qui a été prévu au paragraphe (1.5).

e) L'indépendance de $Q(\infty)$ vis-à-vis de r est un résultat important, qui se rapproche de celui concernant l'effet Hall : pour obtenir le nombre d'électrons libres, il est préférable de mesurer l'effet Hall dans un fort champ magnétique, car on s'affranchit alors de l'influence de r .

f) Nous pouvons calculer de façon plus précise $\Delta Q(\infty)$ dans les cas limites « métallique » et « classique » :

$$\frac{q}{k} \Delta Q_m(\infty) = -r\pi^2/3\eta \quad (2.45)$$

$$\frac{q}{k} \Delta Q_c(\infty) = -r. \quad (2.46)$$

Un rapprochement des formules (2.37) et (2.45) permet d'induire

que, dans le cas de l'approximation « métallique », la loi $\Delta Q(H)$ pourrait être de la forme :

$$\Delta Q_m(H) = \frac{y^2}{1+y^2} \Delta Q_m(\infty) = \frac{1}{1+y^2} \Delta Q_m(H)_{H \rightarrow 0} \quad (2.47)$$

$\Delta Q_m(\infty)$ étant donné par la formule (2.45), ou $\Delta Q_m(H)_{H \rightarrow 0}$ par la formule (2.37). Cette conclusion peut être en effet tirée d'un calcul direct de $\Delta Q_m(H)$, que nous avons fait antérieurement (54), avec des conditions aux limites quelque peu différentes, mais elle n'est valable que pour les échantillons très dégénérés. Dans les mêmes conditions, le coefficient de Nernst est :

$$B_m(H) = \frac{1}{1+y^2} B_m(H)_{H \rightarrow 0} \quad (2.48)$$

où $B_m(H)_{H \rightarrow 0}$ est donné par la formule (2.38). Les lois (2.48) et (2.47) sont illustrées par les figures 8a et 9a : les figures 8b et 9b donnent les

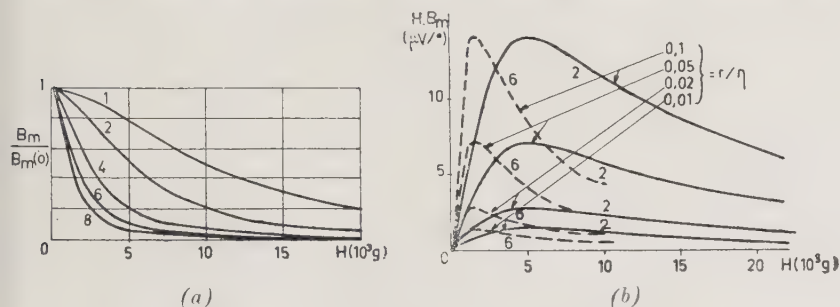


Fig. 8. — Effet Nernst en fonction du champ magnétique, pour un gaz d'électrons dégénéré [à côté des courbes, les valeurs de μ_H (10^4 cm²/V.sec)].

a) $B_m(H)/B_m(0)$, pour différentes valeurs de la mobilité de Hall μ_H .

b) Tension de Nernst, $B_m(H)$, pour différentes valeurs de μ_H et de r/η .

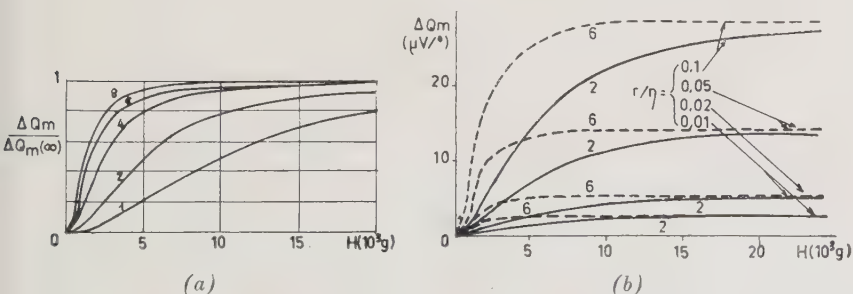


Fig. 9. — Effet MTE en fonction du champ magnétique pour un gaz d'électrons dégénéré [à côté des courbes, les valeurs de μ_H (10^4 cm²/V.sec)].

a) $\Delta Q_m(H)/\Delta Q_m(\infty)$, pour différentes valeurs de la mobilité de Hall μ_H .

b) Tension MTE, $\Delta Q_m(H)$, pour différentes valeurs de μ_H et de r/η .

courbes théoriques représentant B_m et ΔQ_m en fonction de H , pour différentes valeurs de la mobilité d'une part, et du paramètre r , η d'autre part.

2.4. Effets thermomagnétiques ambipolaires. — Après avoir étudié, au paragraphe 2.3, les effets thermomagnétiques dus aux électrons seuls ou aux trous seuls, considérons maintenant un semi-conducteur contenant simultanément des électrons et des trous semi-conducteur « mixte ».

Nous supposons le mécanisme de dispersion des trous décrit, comme celui des électrons, par un temps de relaxation et par un indice de dispersion r' .

Le calcul de Q , ΔQ et B a été fait par une méthode analogue à celle du paragraphe 2.3. Nous n'en donnerons que les résultats :

a) *L'effet Seebeck* Q est la somme d'une contribution électronique et d'une contribution lacunaire, selon la formule connue (15, 66, 75) :

$$Q = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} Q_n + \frac{\sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} Q_p \quad (2.49)$$

σ_n et σ_p sont les contributions électronique et lacunaire à la conductivité électronique totale ; Q_n est donné par la formule (2.27), où l'on fait $q = -e$; Q_p est donné par la même formule (2.27), où l'on remplace q par $+e$, r par r' et η par $-\delta$.

Cette formule peut être développée en employant la statistique classique, ce qui est légitime pour un échantillon mixte ; on obtient alors, en posant : $s = n/p$; $b = \mu_n/\mu_p$:

$$\frac{e}{k} Q = \frac{bs-1}{bs+1} \left(\frac{5+r+r'+\delta}{2} \right) + \text{Log} \sqrt{s \left(\frac{m_p}{m_n} \right)^{3/2}} \quad (2.50)$$

b) *Les effets thermomagnétiques.* ΔQ et B sont la somme de trois termes, selon les formules :

$$\Delta Q = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \Delta Q_n + \frac{\sigma_n \sigma_p}{(\sigma_n + \sigma_p)^2} \Delta Q_a + \frac{\sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} \Delta Q_p \quad (2.51)$$

$$B = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} B_n + \frac{\sigma_n \sigma_p}{(\sigma_n + \sigma_p)^2} B_a + \frac{\sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} B_p \quad (2.52)$$

— un terme *electronique*, qui est celui étudié au paragraphe [formules (2.23) et (2.24), avec $q = -e$] ;

— un terme *lacunaire*, qui peut être obtenu des mêmes formules avec $q = +e$. Ce terme est négligeable, même pour des champs magnétiques relativement intenses ($H \sim 10^4$ ga, à cause de la faible mobilité μ_p des trous ;

— un troisième terme, dit *ambipolaire*.

Une expression complète de Q et de B , valable sous la seule restriction que $(\mu_{HP}H/c)$ reste négligeable devant l'unité, est ainsi obtenue.

c) Nous nous limitons maintenant au cas des champs magnétiques faibles, au sens du paragraphe 2.3. Les formules finales donnant ΔQ et B sont alors les suivantes :

$$\frac{e}{k} \frac{\Delta Q(H)}{y^2} = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} (2\theta - 1)r \dots \left\{ \begin{array}{l} \dots + \frac{\sigma_n \sigma_p}{(\sigma_n + \sigma_p)^2} \left[r + (2\theta - 1)(5 + r + r' + \delta) \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \right] \end{array} \right\} \quad (2.53)$$

$$\frac{e}{k} \frac{B(H) \cdot H}{y} = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} r + \frac{\sigma_n \sigma_p}{(\sigma_n + \sigma_p)^2} (5 + r + r' + \delta). \quad (2.54)$$

Ici σ_n et σ_p s'entendent pour champ magnétique nul ; θ et y ont été définis au paragraphe 2.3 ; nous rappelons que :

$$y = - \frac{\mu_{Hn} H}{c} \quad (2.55)$$

où μ_{Hn} est la mobilité de Hall des électrons.

Il convient de tirer quelques conclusions de ce calcul. Tout d'abord les effets ambipolaires sont plus importants que les effets électroniques, à cause du facteur $(5 + r + r' + \delta)$, qui est de l'ordre de grandeur de 12 ; la raison en est que, en plus de l'énergie transportée par les électrons et par les trous dans le gradient de température, les paires électron-trou transportent avec elles l'énergie d'activation ΔE (nous avons, dans les formules ci-dessus, négligé un terme supplémentaire venant de la variation de ΔE avec T). Ensuite les effets ambipolaires, donc les effets totaux également, dépendent peu des mécanismes de dispersion, car $(r + r')$ reste faible devant $5 + \delta$. A l'opposé du cas d'un semi-conducteur non mixte, les effets thermomagnétiques dans un semi-conducteur mixte sont différents de zéro, même si $r = r' = 0$; ils valent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{e}{k} \frac{\Delta Q(H)}{y^2} = \frac{\sigma_n^2 \sigma_p}{(\sigma_n + \sigma_p)^3} (5 + \delta) \\ \frac{e}{k} \frac{B(H) \cdot H}{y} = \frac{\sigma_n \sigma_p}{(\sigma_n + \sigma_p)^2} (5 + \delta) \end{array} \right\} \quad (2.56)$$

A cause du facteur $\sigma_p / (\sigma_n + \sigma_p)$, les effets ambipolaires sont toujours négligeables dans les semi-conducteurs de type n , dès que b est élevé.

Les effets Nernst et MTE donnés par les formules (2.53) et (2.54) sont représentés sur les figures 10 et 11 en fonction de la température, pour l'échantillon de type p dont la figure 2b représente le niveau de Fermi réduit. Nous avons tracé, en trait plein, la valeur pour $r = 0$ [formule (2.56)] ; en pointillé le terme électronique et le supplément au terme ambipolaire, pour $r = + 1/2$; en trait mixte l'effet total pour $r = + 1/2$. Pour ce calcul on a supposé $b = 50$. Les courbes sont très peu sensibles à la valeur de b : par exemple la température du maximum varie de quelques degrés seulement si b passe de 50 à 100.

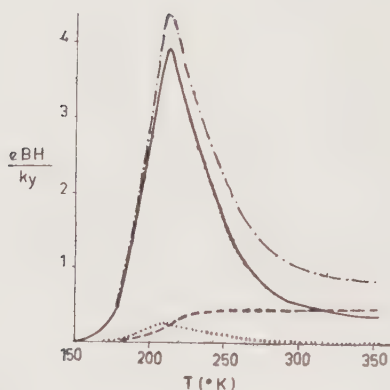
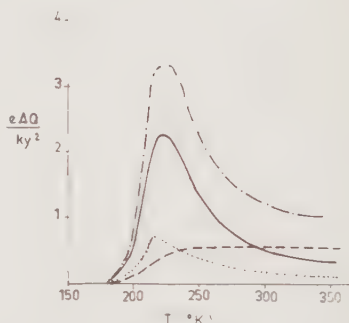


Fig. 10. — Effet Nernst ambipolaire, en fonction de la température (échantillon InSb, $n_s = 6,0.10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $b = 50$).

— Effet ambipolaire pour $r = 0$.
 Supplément au terme ambipolaire pour $r = 1/2$.
 --- Effet électronique pour $r = 1/2$.
 - · - · Effet Nernst total pour $r = 1/2$.

Fig. 11. — Effet MTE ambipolaire, en fonction de la température (échantillon InSb, $n_s = 6,0.10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $b = 50$).

— Effet ambipolaire pour $r = 0$.
 Supplément au terme ambipolaire pour $r = 1/2$.
 --- Effet électronique pour $r = 1/2$.
 - · - · Effet Nernst total pour $r = 1/2$.



2.5. Conclusions. — Nous avons présenté dans ce chapitre la théorie des effets thermomagnétiques, MTE et Nernst, dans l'hypothèse d'un mécanisme de dispersion caractérisé par un indice r . Nous avons trouvé que, pour les faibles champs magnétiques H , l'effet MTE ΔQ est proportionnel à H^2 et le coefficient de Nernst B est indépendant de H ; quand H augmente, $\Delta Q(H)$ tend à se saturer, et $B(H)$ tend vers zéro selon des lois en général complexes. Des formules détaillées, calculables numériquement, ont été données dans différents cas.

Les cas d'un semi-conducteur « simple » et d'un semi-conducteur « mixte » se distinguent nettement.

Dans les semi-conducteurs à un seul type de porteurs de charge, l'effet MTE est du signe de l'indice de dispersion r , et l'effet Nernst du signe opposé à r . Ces effets sont donc liés essentiellement à la nature du mécanisme de dispersion.

Dans les semi-conducteurs mixtes, l'effet MTE est positif et l'effet Nernst négatif; cet effet ambipolaire passe par un maximum aigu en fonction de la température, et est en valeur absolue plus important que l'effet « simple »; il dépend très peu de r , mais dépend surtout du rapport des conductivités d'électron et de trou.

Il est intéressant enfin de comparer les résultats obtenus à ceux qui concernent la *magnétorésistance*. Celle-ci a été calculée par la même méthode que l'effet MTE ; la formule obtenue peut, en appliquant la statistique classique, être mise sous la forme :

$$\frac{\sigma(0) - \sigma(H)}{\sigma(0)} = y^2 \left[\frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} (\theta - 1) + \frac{\sigma_n \sigma_p}{(\sigma_n + \sigma_p)^2} \right]. \quad (2.57)$$

On aperçoit ici un terme ambipolaire indépendant du mécanisme de dispersion, et un terme électronique, plus petit, qui dépend essentiellement de ce mécanisme. Mais on constate une différence importante avec l'effet MTE : c'est que la magnétorésistance électronique, si elle dépend de r , *ne change pas de signe avec r* ; elle est donc moins favorable pour l'étude du mécanisme de dispersion. Il en est d'ailleurs de même de la variation du coefficient de Hall avec le champ magnétique. Enfin la magnétorésistance thermique $\Delta\sigma_t$, qui n'a pu jusqu'ici être mesurée avec une précision suffisante, ne peut fournir actuellement des renseignements utilisables.

En conclusion, la présente théorie conduit à retenir les effets thermomagnétiques électroniques pour rechercher la nature du mécanisme de dispersion des électrons.

CHAPITRE III

Mesure des propriétés thermomagnétiques de l'antimoniure d'indium.

3.1. **Préparation de l'antimoniure d'indium.** — Nous décrivons sommairement la préparation de l'antimoniure d'indium, telle qu'elle a été réalisée dans notre laboratoire (56).

a) *Préparation d'indium et d'antimoine chimiquement purs.* — L'indium commercial est transformé en InCl_3 ; ce chlorure est ensuite débarrassé de ses impuretés par des méthodes sélectives appropriées (19). L'antimoine est transformé en SbCl_3 qui est distillé.

InCl_3 et SbCl_3 sont ensuite électrolysés, pour restituer respectivement In et Sb purifiés.

Les produits ainsi obtenus contiennent moins de 1 ppm de chaque impureté métallique, ainsi que l'ont démontré des analyses spectrographiques semi-quantitatives.

b) *Fusion stœchiométrique et fusion de zone.* — L'indium et l'antimoine purifiés sont fondus en proportion stœchiométrique ; l'antimoniure d'indium ainsi obtenu contient environ 2 à $5 \cdot 10^{16}$ impuretés électriquement actives par centimètre cube.

Par une fusion de zone convenablement conduite, d'environ 15 passes, il a été possible d'obtenir des lingots de longueur 18 cm, de section 1 cm^2 , dont la moitié antérieure avait une pureté comprise entre $5 \cdot 10^{14}$ et 10^{15} cm^{-3} . On peut obtenir à partir de ces lingots, des échantillons de type n ou p , de pureté comprise entre $5 \cdot 10^{14}$ et $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Eventuellement on a utilisé, pour obtenir de petits échantillons de type n de pureté déterminée à l'avance, des additions contrôlées de tellure d'antimoine Sb_2Te_3 .

c) *Tirage de monocristaux*. — Par la méthode de Kyropoulos, on a obtenu des monocristaux d'antimoniure d'indium. La fusion était obtenue par un four à résistance, dans une atmosphère d'argon.

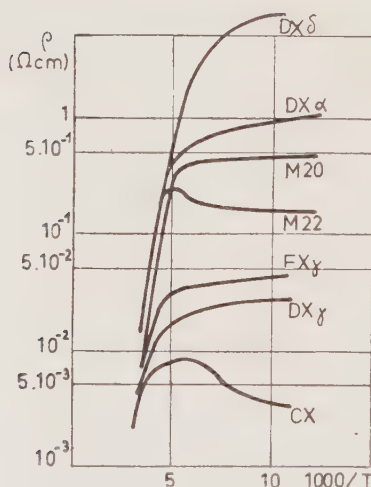


Fig. 12. — InSb : résistivité en fonction de la température.

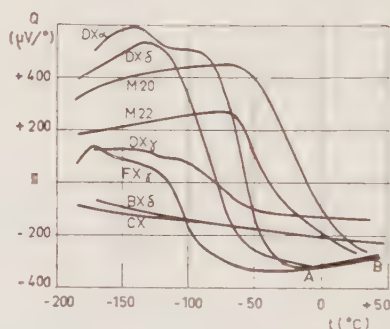


Fig. 14. — InSb : pouvoir thermoélectrique en fonction de la température (constante de Hall des différents échantillons : cf. fig. 13).

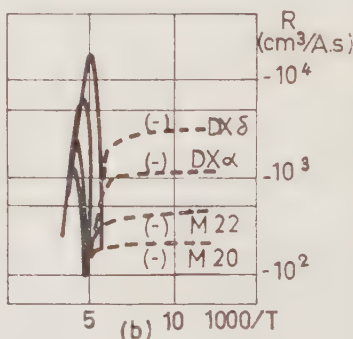
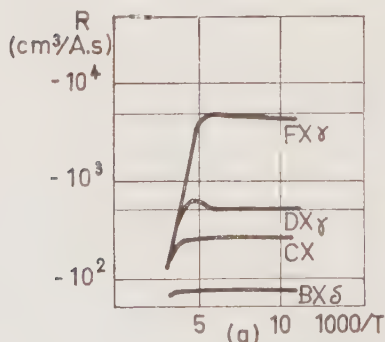


Fig. 13. — InSb : constante de Hall en fonction de la température. a : échantillons de type n ; b : échantillons de type p .

3.2. Méthodes de mesure des différents effets de transport. — Nous avons mesuré, la conductivité électrique et l'effet Hall d'une part, l'effet Seebeck et les effets thermomagnétiques d'autre part. Nous nous bornerons à décrire ici les conditions générales de ces mesures.

La gamme de température couverte était 77°-350° K; celle de champs magnétiques 0-7 000 gauss. Pour les mesures thermiques, le montage réalisé assurait des conditions « isothermes » au sens du paragraphe 2.1 : le gradient de température transversal dans l'échantillon était inférieur au 1/2 000 du gradient longitudinal.

En général, nous avons opéré à champ constant. Les différentes grandeurs électriques étaient enregistrées en fonction de la température. La correction des effets parasites était assurée de façon semi-automatique. Le potentiomètre enregistreur, de construction particulière, donnait une précision de 5 μ V sur les tensions mesurées.

3.3. Propriétés électriques et pouvoir thermoélectrique de l'antimoniure d'indium. — Les échantillons étudiés avaient des caractéristiques (pureté, mobilité) qui sont indiquées au tableau II.

Les figures 12, 13 et 14 représentent σ , R_H et Q en fonction de la température pour certains de ces échantillons.

TABLEAU II. — *Caractéristiques d'échantillons d'antimoine d'indium.*

Échantillons		A 77° K		T (° K)	μ_H (10^4 cm ² /V . sec)
Monocristaux	Polycristaux	R_s (cm ³ /A. sec)	n_s (cm ⁻³)		
OZ α	SX	— 26	+ 2,4.10 ¹⁷	297	5,0
		— 26	+ 2,4.10 ¹⁷	203	2,0
	HX β	— 45	+ 1,4.10 ¹⁷	303	1,8
		OX β	— 54	+ 1,2.10 ¹⁷	299
	RX	— 87	+ 7,2.10 ¹⁶	203	2,9
		— 87	+ 7,2.10 ¹⁶	303	3,3
LT 20/6	C 6	— 108	+ 5,9.10 ¹⁶	203	2,2
		— 320	+ 1,9.10 ¹⁶	303	1,4
LT 20/2		— 450	+ 1,4.10 ¹⁶	300	4,0
		— 450	+ 1,4.10 ¹⁶	242	10,2
LT 20/11	IX δ	— 502	+ 1,3.10 ¹⁶	203	8,6
		— 6 900	+ 9,1.10 ¹⁴	293	3,9
	FX α	— 502	+ 1,3.10 ¹⁶	299	7,3
		— 6 900	+ 9,1.10 ¹⁴	205	9,8
	DX α	+ 1 850	— 3,4.10 ¹⁵	267	7,7
		+ 1 040	— 6,0.10 ¹⁵	303	7,6
M 24 α	JX α	+ 270	— 2,3.10 ¹⁶	303	7,8
M 24 β		+ 270	— 2,3.10 ¹⁶		
M 32		+ 170	— 3,7.10 ¹⁶		
		+ 81	— 7,7.10 ¹⁶		
M 38		+ 40	— 1,0.10 ¹⁷	203	$\mu_p = 0.14$

3.4. Discussion de résultats antérieurs relatifs au mode de dispersion dans InSb. — Nous avons tenté en 1956 (55) (56) de déterminer, à partir de σ , R_H et Q , les masses efficaces des électrons et des trous. En effet, on peut tirer le produit $m_n m_p$ de σ et R_H ; d'autre part Q peut fournir le rapport m_n/m_p , par la formule (2.50), qui est applicable dans le domaine de température AB indiqué sur la figure 14. Le rapport $b = \mu_n/\mu_p$ est également déduit de cette expérience. Mais il est nécessaire d'introduire dans la formule (2.50) une valeur de r , c'est-à-dire de faire une hypothèse sur le mécanisme de dispersion. En supposant la dispersion causée par les phonons acoustiques, nous avons obtenu les résultats indiqués au tableau III.

TABLEAU III

T (°)	b	m_n	m_p
263	52	0,019	0,29
283	47	0,023	0,24
313	42	0,026	0,21

Ces valeurs de m_n et m_p ont été reportées sur la figure 15, ainsi que celles trouvées par Tauc et Matyas (67) et par Weiss (70), obtenues par un calcul sensiblement équivalent à celui que nous venons d'exposer et avec la même hypothèse relative au mode de dispersion. Sur la même figure sont reportées enfin les valeurs obtenues par résonance de cyclotron.

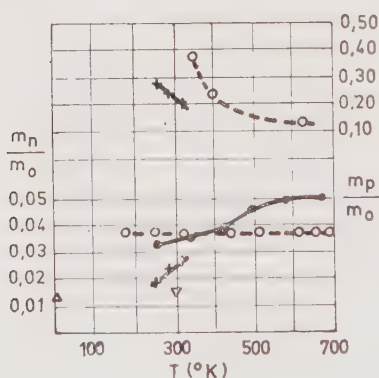


Fig. 15. — InSb : m_n/m_0 en fonction de la température, dans l'hypothèse $r = 1/2$.

—○—○— Tauc, Matyas (67).

—•—•— Weiss (70).

—+—+— Rodot et al. (56).

△ Résonance de cyclotron en hyperfréquences (18).

▽ Résonance de cyclotron en infrarouge (13).

On constate donc un désaccord entre la valeur de m_n déterminée par résonance de cyclotron et celle obtenue à partir du pouvoir thermoélectrique. Il est naturel, pour l'expliquer, de mettre en cause le choix arbitraire du mécanisme de dispersion. D'autre part la forme non parabolique

que de la bande de conduction doit intervenir pour expliquer la variation de m_n avec T [cf. Stern (62)].

C'est la difficulté d'interprétation de ces résultats qui nous a conduit à étudier les effets thermomagnétiques. En effet le mécanisme de dispersion prédominant dans InSb apparaissait controversé.

Tous les travaux antérieurs à 1956 considéraient, implicitement ou explicitement, que la dispersion était produite par les phonons acoustiques aux températures moyennes et élevées ($T > 200^\circ \text{K}$), et en particulier dans le régime intrinsèque, et par les impuretés ionisées aux températures plus basses.

Les lois expérimentales $\mu(T)$ dans le domaine de la dispersion de réseau ($T > 200^\circ \text{K}$ environ), ont été déterminées par Madelung et Weiss (45) et par Hrostowski et al. (34) qui ont obtenu :

$$\mu_n \propto T^{-1,68} \qquad \mu_p \propto T^{-2,4}.$$

A l'appui de l'hypothèse de dispersion par les phonons acoustiques, on doit mentionner le travail de Howarth, Jones et Putley (32), sur la variation de la constante de Hall avec le champ magnétique, entre 77 et 300°K , dans les échantillons à conduction mixte. Cependant, pour la même étude, Hilsum et Barrie (31) admettent que $r = 0$. En fait, ces travaux portaient sur des effets ambipolaires, pour lesquels nous avons montré que le mécanisme de dispersion n'était pas déterminant.

D'autre part, Keyes (38) a déduit de mesures sous pression que, dans le cas de la dispersion « acoustique » (théorie du potentiel de déformation), la mobilité des électrons devrait être de $10^7 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$ à 300°K , ce qui est 150 fois grand que la valeur observée.

En 1957, Ehrenreich (20) (21) calcula l'effet, sur la mobilité des électrons, des trois mécanismes suivants : dispersion par les phonons optiques, par les phonons acoustiques et par les chocs électron-trou. Il utilisa la structure de bande de Kane. Il conclut que la dispersion « acoustique » est toujours négligeable et que la dispersion « polaire » est seule dominante, sauf aux températures supérieures à 500°K , où intervient aussi la dispersion « électron-trou ».

Par ailleurs, Harrison (28) a montré que le mécanisme de dispersion piézoélectrique (cf. § 1.4) n'était pas important dans l'antimoniure d'indium.

Il était donc nécessaire, devant les divergences constatées, de mieux préciser le mécanisme de dispersion prédominant, c'est pourquoi nous avons entrepris les études sur les effets thermomagnétiques qui sont exposés ci-après.

3.5. Mesures des effets thermomagnétiques dans l'antimoniure d'indium. — Séparation des effets électroniques et ambipolaires. Signe de ces effets. — L'effet MTE dans un champ magnétique constant $H = 3000$ gauss, a été mesuré, en fonction de la température, pour une série d'échantillons de type p et n (fig. 16). On peut distinguer

aisément l'effet purement électronique des échantillons de type n , dépendant peu de la température, de l'effet ambipolaire des échantillons de type p , qui croît, puis décroît rapidement quand la température augmente, et qui varie

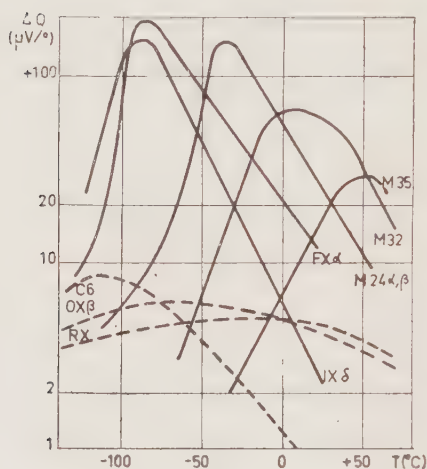


Fig. 16. — InSb : effet MTE en fonction de la température, pour $H = 3000$ g (définition des échantillons, cf. tableau II).

--- type n ; — type p .

L'effet Nernst peut être comparé avec l'effet MTE pour différents échantillons sur la figure 17. L'effet Nernst ambipolaire et l'effet Nernst électronique sont toujours négatifs, ce qui concorde avec le signe des effets MTE.

Effets thermomagnétiques en fonction du champ magnétique. — Aux faibles champs magnétiques, Q commence par croître paraboliquement avec H , pendant que le coefficient de Nernst B reste pratiquement constant (fig. 18). Aux champs plus élevés, ΔQ , H^2 et B diminuent (fig. 19 et 20), et ΔQ tend vers une limite $\Delta Q \rightarrow \alpha$, pendant que B tend vers zéro. La saturation de ΔQ est rarement atteinte aux champs inférieurs à 7 000 gauss.

La comparaison avec la théorie est possible pour les échantillons dégénérés, pour lesquels nous disposons des formules (2.47) et (2.48). La figure 20 donne simultanément les courbes théoriques et expérimentales, telles qu'elles se présentent en général. Elle est relative à l'échantillon HX β . La mobilité de Hall de cet échantillon, pour $H > 2000$ gauss, est pratiquement indépendante de la température, et vaut $4 \cdot 10^4$ cm²/V.sec.

de plusieurs ordres de grandeur dans le domaine de température étudié. L'échantillon IX δ , bien qu'étant de type n et très pur, présente anormalement l'effet ambipolaire d'un échantillon de type p très pur, peut-être à cause d'une souillure accidentelle en cours de manipulation.

Les deux monocristaux M24 α et β , d'orientation différente, présentent un effet MTE identique, à la précision des mesures près.

L'effet MTE ambipolaire est positif, conformément à la théorie. D'autre part, l'effet MTE électronique des échantillons de type n a toujours été trouvé positif, à toute température.

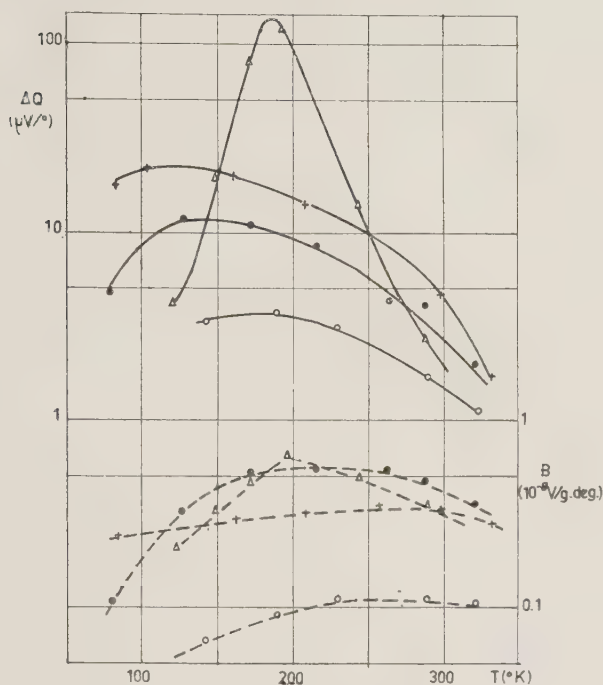


Fig. 17. — InSb : effets MTE (—) et Nernst (---) en fonction de la température.

○ HX β, $n_s = 1,4 \cdot 10^{17}$, $H = 3\,000$ g; + LT 20-11, $n_s = 1,3 \cdot 10^{16}$, $H = 3\,360$ g; • LT 20-6, $5,9 \cdot 10^{16}$, $3\,360$ g; Δ IX δ, $0,1 \cdot 10^{14}$, $3\,000$ g.

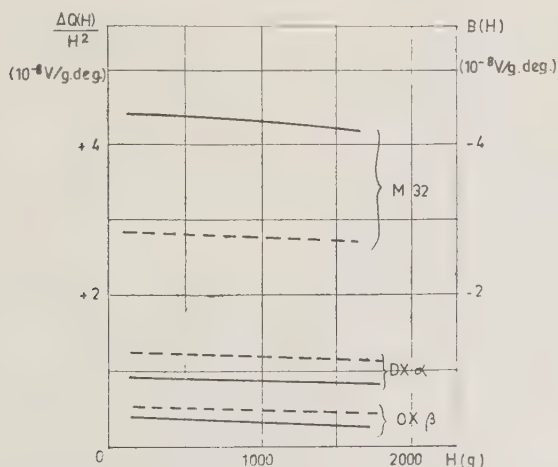


Fig. 18. — InSb : effets Nernst et MTE aux très faibles champs magnétiques.
— $\Delta Q/H^2$ (300° K). --- B (300° K).

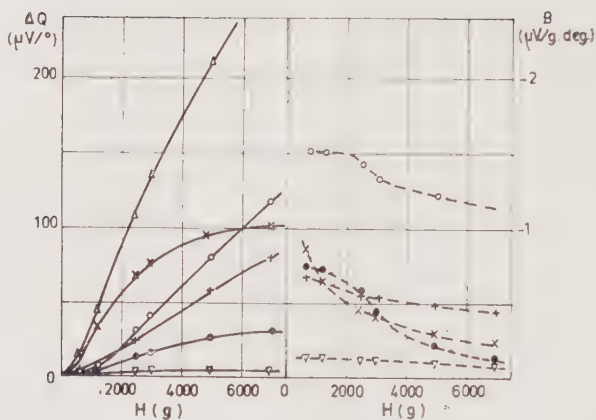


Fig. 19. — InSb : effets MTE et Nernst en fonction du champ magnétique.

$\Delta FX \propto$, 203° K ; $\nabla \text{ HN } \beta$, 290° K .

$\times \text{ IX } \delta$, 165° K ; $\bullet \text{ JN } \alpha$, 213° K .

$+\text{ IX } \delta$, 230° K ; $\circ \text{ JX } \alpha$, 294° K .

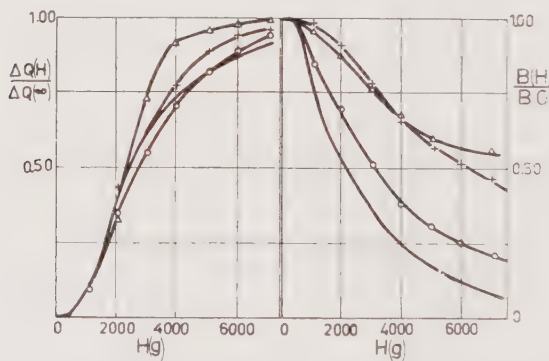


Fig. 20. — Effets thermomagnétiques en fonction du champ magnétique : comparaison de la théorie avec l'expérience.

Théorie [équations (2.47) et (2.48)].

$\circ$ 97° K

$+$ 215° K InSb : $n_s = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Δ 299° K .

Pour $H < 2\,000$ gauss, la mobilité de Hall est une fonction du champ, qui a été mesurée ; ainsi, pour $H = 1\,000$ gauss, μ_H/μ a été trouvé égal à 1,12 à 97°K , à 0,83 à 215°K , à 0,57 à 299°K . Les courbes théoriques de la figure 20 tiennent compte de cette variation de μ_H .

La figure 20 montre que l'effet MTE suit convenablement la loi théorique, tandis que l'effet Nernst diminue moins vite quand le champ croît, que la théorie ne le prévoit. En fait la détermination de $B(0)$ est malaisée, car elle provient de l'extrapolation de mesures de tensions faibles, donc comportant peu de précision.

Etude particulière des effets ambipolaires. — Dans la mesure où les effets thermomagnétiques ambipolaires dépendent peu des mécanismes de dispersion des porteurs de charge (comme on l'a vu au § 2.4 ; cf. fig. 10 et 11), nous pouvons comparer de façon précise les résultats théoriques et expérimentaux, et déduire de cette comparaison la valeur du paramètre b (mais cette détermination est peu précise). Pour un échantillon donné, s est connu à toute température ; la courbe de

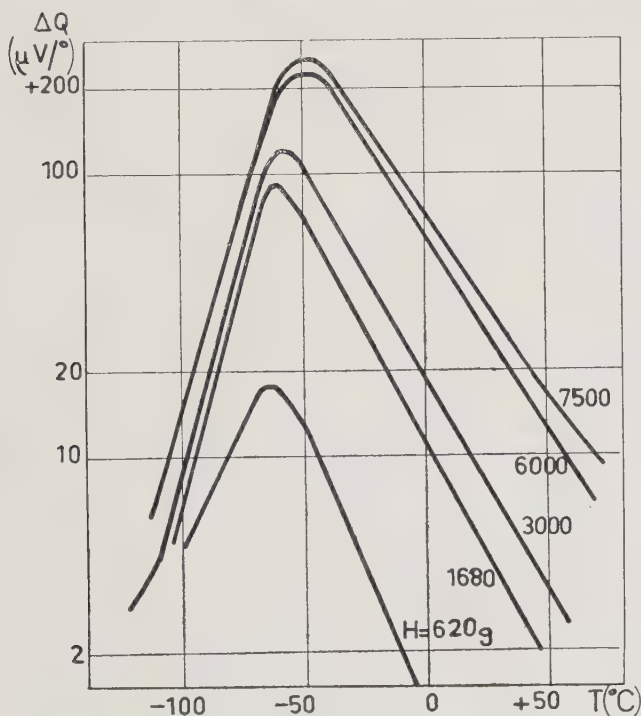


Fig. 21. — InSb : effet MTE ambipolaire
(type p : $n_s = -6,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

l'effet Nernst en fonction de T présente un maximum pour $bs = 1$; la courbe de l'effet MTE en fonction de T présente un maximum pour $bs = 2$ [cf. formules (2.56)].

Nous vérifierons que l'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant. L'effet MTE de l'échantillon DX2 est représenté sur la figure 21, en fonction de la température et pour différents champs magnétiques. Pour les champs faibles, le maximum de l'effet MTE se situe à 210° K, en très bon accord avec celui relevé sur la courbe théorique (fig. 11). De plus, on peut observer, sur la figure 21, la variation avec le champ magnétique de la température du maximum, et en déduire que b , et par voie de conséquence μ_n , décroît quand le champ magnétique augmente.

Enfin, dans une série d'échantillons de type p , de pureté variable, telle que celle qui fait l'objet de la figure 16, le maximum de l'effet ambipolaire se déplace, comme il est prévisible, vers les basses températures quand la pureté croît.

3.6. Mesures sur l'antimoniure d'indium : détermination de l'indice de dispersion. — Il reste à interpréter la valeur absolue et le signe des effets thermomagnétiques électroniques. Nous tenterons ici une comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie du chapitre II, et une détermination de l'indice de dispersion r des électrons dans l'antimoniure d'indium.

Utilisation des mesures aux champs très faibles. — Nous disposons de formules rigoureuses, calculables numériquement, pour les champs magnétiques très faibles. Nous pouvons donc interpréter, au moyen de ces formules, les courbes obtenues pour les effets thermomagnétiques en fonction de H , au voisinage de $H = 0$. Considérons un échantillon mesuré à une température T ; γ est donc connu. Les valeurs de $\Delta Q(H)/y^2$ et $B(H) \cdot H/y$ sont extrapolées pour $H = 0$. Elles sont ensuite comparées à celles des figures 5 et 6, traduisant les formules (2.34) et (2.35).

Toutes les valeurs expérimentales des effets Nernst et MTE se situent entre les courbes $r = 0$ et $r = +1/2$; r est ensuite déterminé par interpolation linéaire entre ces deux courbes. Ceci constitue une bonne approximation, puisque, r étant voisin de 0, le facteur $\theta(r)$ de la formule (2.40) dépend peu de r .

Les valeurs de r ainsi obtenues pour une série d'échantillons à différentes températures ne sont pas très cohérentes. La raison en est double. D'une part, les tensions thermomagnétiques, aux champs voisins de zéro, sont faibles et mesurées avec peu de précision ; l'extrapolation pour $H = 0$ est entachée d'une erreur importante. D'autre part, la mobilité de Hall des électrons varie beaucoup avec H quand $H \sim 0$. Pour obtenir r par la présente méthode, il serait nécessaire de tenir

compte de cette variation, donc de réaliser une deuxième série de mesures en fonction du champ.

Nous avons obtenu des résultats bien meilleurs, en utilisant les mesures faites dans des champs magnétiques intenses.

Utilisation des mesures aux champs intenses. — Les mesures faites dans des champs relativement intenses ($y > 1$) sont beaucoup plus précises que les mesures à faible champ. Pour ces champs magnétiques, d'autre part, la mobilité de Hall est indépendante de H . Ces deux faits sont de nature à favoriser l'interprétation des effets thermomagnétiques. Toutefois, si nous avons obtenu, dans le cadre de la théorie du chapitre II, l'expression de l'effet MTE pour un champ infini, nous ne connaissons pas, dans le cas général, la loi d'approche à la saturation; nous avons établi cette loi [formule (2.47)] seulement si l'échantillon est très dégénéré.

Nous tenterons, néanmoins, de déduire la valeur de r à partir des mesures d'effet MTE aux champs magnétiques intenses, en supposant valable la formule (2.47). Nous considérons, dans ce but, une série d'échantillons monocristallins de type n : OZ α , LT 20-6, LT 20-2, LT 20-11 (cf. tableau II); sur ces échantillons, l'effet MTE a été mesuré en fonction de la température, pour $H = 3600$ gauss. L'effet MTE a été retenu de préférence à l'effet Nernst parce que, le plus souvent, celui-ci ne suit pas la loi du champ (2.48), comme on l'a vu au § 3.4.2. (cf. fig. 20).

La méthode est la suivante: à partir de la tension MTE mesurée, nous obtenons la tension MTE pour $H \rightarrow \infty$ au moyen de la formule (2.47), où μ_H est la valeur de la mobilité de Hall, qui est mesurée séparément.

Nous connaissons d'autre part, par voie théorique, le niveau de Fermi réduit (cf. fig. 2), et par conséquent l'effet MTE théorique pour champ infini et pour $r = +1/2$, qui a été représenté sur la figure 7.

En comparant les valeurs de $\Delta Q(\infty)$ ainsi obtenues respectivement par l'expérience et la théorie, nous observons que, s'il existe un indice de dispersion r , sa valeur est comprise entre 0 et $+1/2$. Il est alors possible de déterminer une valeur approchée de r par une simple interpolation, c'est-à-dire en écrivant:

$$r = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta Q(\infty)_{\text{expér.}}}{\Delta Q(\infty)_{\text{théor.}(r=1/2)}}$$

l'interpolation est ici presque rigoureuse, comme le montrent les formules (2.45) et (2.46).

La figure 22 représente, en fonction de la température, les valeurs ainsi calculées de l'indice de dispersion pour les quatre échantillons. On constate sur cette figure que, *aux températures supérieures à 200° K, ces valeurs se placent sensiblement sur une même courbe.*

Aux températures plus basses, apparaissent des écarts entre les différents échantillons, probablement liés à l'intervention de la dispersion d'impureté.

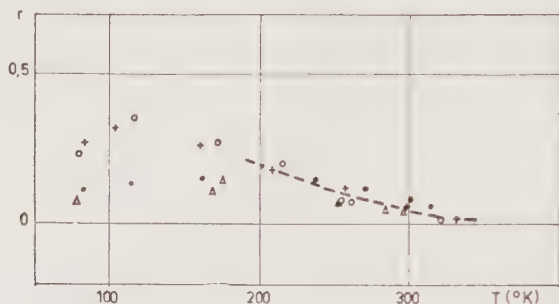


Fig. 22. — InSb : valeurs de l'indice de dispersion déduites des mesures de l'effet MTE aux champs magnétiques intenses.

Échantillons : + LT 20-11.

(Cf. tableau II) o LT 20-2.

• LT 20-6.

Δ OZ α.

Conclusion. — En admettant que la dispersion des électrons dans InSb peut être caractérisée par un seul indice de dispersion r , nous avons pu vérifier, dans toutes les mesures faites, que r est compris entre 0 et $+1/2$. Nous avons pu déduire des mesures à champ magnétique élevé des valeurs numériques de r , que représente la figure 22.

Ces résultats ne semblent pas pouvoir raisonnablement être interprétés dans l'hypothèse où les imperfections prédominantes sont les phonons acoustiques et les impuretés ionisées. En effet, la dispersion par les phonons acoustiques est caractérisée par $r = -1/2$; nos résultats expérimentaux, même aux températures élevées, sont très différents de cette valeur, et le signe négatif n'a jamais été observé.

Cette conclusion prendra sa pleine valeur lorsque nous aurons montré (chap. V) qu'il en est tout autrement pour le tellure de mercure HgTe. Dans ce dernier composé, r est négatif aux températures élevées, et l'affirmation de la prédominance des phonons acoustiques s'ensuit nécessairement.

La seule hypothèse qui permette actuellement d'interpréter nos résultats est que la dispersion par les vibrations optiques est le mécanisme prédominant, et nous confirmons ainsi par une autre voie les conclusions d'Ehrenreich ⁽¹⁾.

(¹) Voir note, page 1139.

CHAPITRE IV

Deux méthodes de calcul applicables aux effets de transport dans le cas de la dispersion par les vibrations optiques.

Nous avons, dans le chapitre II, calculé les effets thermomagnétiques avec l'hypothèse que le mécanisme de dispersion des électrons était caractérisé par un indice r bien défini. Puis dans le chapitre III, nous avons montré que, dans le cas de l'antimoniure d'indium, si l'on suppose l'existence d'un indice de dispersion, celui-ci ne peut avoir qu'une valeur positive faible : nous avons été amenés à considérer comme valable l'hypothèse de la dispersion polaire.

Dans cette dernière hypothèse, la théorie du chapitre II ne permet pas le calcul des effets de transport, pour les raisons qui ont été données au paragraphe 1.4.4 traitant de la dispersion polaire. C'est cette lacune que nous tentons de combler dans le présent chapitre.

Dans ce but, deux méthodes seront utilisées.

La première applique au mécanisme de dispersion polaire l'approximation du temps de relaxation. S'il existe un indice de dispersion, nous avons vu que, pour InSb, sa valeur est voisine de zéro, c'est-à-dire que τ est presque indépendant de ε . Si τ était égal à une constante τ_0 , tous les effets thermomagnétiques seraient nuls. Nous considérerons comme une perturbation faible l'écart de τ par rapport à la constante τ_0 , et nous mettrons cet écart sous la forme la plus générale d'un développement en série :

$$\tau = \tau_0 \left(1 + \frac{A_1}{kT} \varepsilon + \frac{A_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (4.1)$$

où A_1 , A_2 , etc., sont des *paramètres*, petits respectivement devant $1/\eta$, $1/\eta^2$, etc. Ce type d'approximation sera d'autant plus intéressant que nous pourrons, par ce même procédé, calculer l'incidence exacte de la structure non parabolique de la bande de conduction, comme nous le montrerons au paragraphe 4.1.

La deuxième méthode, qui ne retient pas la notion d'un temps de relaxation, traite l'équation de Boltzmann selon la méthode variationnelle [cf. Wilson, réf. 75, chap. X]. Cette méthode a été employée par Ehrenreich (20) pour calculer la conductivité et l'effet thermoélectrique ; notre but sera de l'employer lorsqu'un champ magnétique est présent.

Ces deux méthodes seront traitées respectivement aux paragraphes 4.1 et 4.2.

4.1. Calcul des effets thermomagnétiques si le temps de relaxation est presque constant. — Forme des intégrales K et L . — L'introduction d'un temps de relaxation de la forme (4.1) va compliquer les intégrales K_1 , K_2 , L_1 , L_2 , définies par les formules (2.22).

Considérons, de façon générale, ces intégrales, sous la forme suivante :

$$K_1 = \int_0^\infty \frac{\tau_0 \left(1 + \frac{B_1}{kT} \varepsilon + \frac{B_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)}{1 + M_0^2 H^2 \left(1 + \frac{C_1}{kT} \varepsilon + \frac{C_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon. \quad (4.2a)$$

$$K_2 = \int_0^\infty \frac{\tau_0 \left(1 + \frac{B_1}{kT} \varepsilon + \frac{B_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)}{1 + M_0^2 H^2 \left(1 + \frac{C_1}{kT} \varepsilon + \frac{C_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)} \varepsilon^{5/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon. \quad (4.2b)$$

$$L_1 = \int_0^\infty \frac{\tau_0 M_0 H \left(1 + \frac{D_1}{kT} \varepsilon + \frac{D_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)}{1 + M_0^2 H^2 \left(1 + \frac{C_1}{kT} \varepsilon + \frac{C_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon. \quad (4.2c)$$

$$L_2 = \int_0^\infty \frac{\tau_0 M_0 H \left(1 + \frac{D_1}{kT} \varepsilon + \frac{D_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)}{1 + M_0^2 H^2 \left(1 + \frac{C_1}{kT} \varepsilon + \frac{C_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 \right)} \varepsilon^{5/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon. \quad (4.2d)$$

où l'on a posé :

$$M_0 = \alpha \tau_0. \quad (4.2bis)$$

La bande étudiée étant parabolique, l'hypothèse de l'existence d'un temps de relaxation de la forme (4.1) conduit précisément à la forme (4.2) des intégrales K et L , les constantes B , C , D ayant les valeurs :

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= A_1 & B_2 &= A_2 \\ C_1 &= D_1 = 2A_1 & C_2 &= D_2 = A_1^2 + 2A_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

Si maintenant nous supposons $\tau = \tau_0$, et si la bande étudiée a la forme de Kane, nous arrivons également aux expressions (4.3) des intégrales K et L , les constantes B , C , D ayant les valeurs :

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= A_1' & B_2 &= A_2' \\ C_1 &= 0 & C_2 &= 0 \\ D_1 &= A_1' & D_2 &= A_2' \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

où :

$$\frac{A_1'}{kT} = \frac{5 - 5 \frac{m_n}{m_0}}{\Delta E}; \quad \frac{A_2'}{kT} = \frac{1 - \frac{21}{2} \frac{m_n}{m_0}}{\Delta E^2}. \quad (4.5)$$

Les formules (4.5) montrent que (A_1'/kT) et $(A_2'/(kT)^2)$ sont effectivement petits devant $(1/\eta)$ et $(1/\eta^2)$ respectivement.

Ainsi les formules (4.2) couvrent deux cas bien distincts :

- bande parabolique, et temps de relaxation de forme (4.1) ;
- temps de relaxation indépendant de l'énergie, et bande de Kane (L'introduction de la bande de Kane n'a pas pour seule conséquence l'introduction des paramètres A_1' et A_2' ci-dessus, mais aussi — et surtout — le changement du niveau de Fermi réduit, comme on l'a vu au paragraphe 2.2).

Les formules (4.2) couvrent aussi le cas plus complexe :

- bande de Kane, et temps de relaxation de forme (4.1), en prenant pour constantes B, C, D :

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= A_1 + A_1' & B_2 &= A_2 + A_2' + A_1 A_1' \\ C_1 &= 2A_1 & C_2 &= A_1^2 + 2A_2 \\ D_1 &= 2A_1 + A_1' & D_2 &= A_1^2 + 2A_2 + A_2' + 2A_1 A_1' \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

Calcul des effets galvano- et thermomagnétiques au premier ordre. — A partir des formules (4.2), nous calculerons les effets magnétiques, en utilisant le fait que les termes en B, C, D sont petits. Nous poserons :

$$\frac{M_0^2 H^2}{1 + M_0^2 H^2} = \gamma. \quad (4.7)$$

Nous obtenons ainsi, pour K_1 par exemple :

$$K_1 = \int_0^{\infty} \frac{\tau_0}{1 + M_0^2 H^2} \epsilon^{3/2} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} d\epsilon \left[\frac{1 + \frac{B_1}{kT} \epsilon + \frac{B^2}{(kT)^2} \epsilon^2}{1 + \frac{\gamma C_1}{kT} \epsilon + \frac{\gamma C_2}{(kT)^2} \epsilon^2} \right]$$

puis :

$$K_1 = \frac{\tau_0}{1 + M_0^2 H^2} \frac{3}{2} (kT)^{3/2} F_{1/2} \left\{ 1 + \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} (B_1 - \gamma C_1) + \frac{7}{3} \frac{F_{5/2}}{F_{1/2}} [B_2 - \gamma (C_2 + C_1 B_1) + \gamma^2 C_1^2] \right\} \quad (4.8)$$

et des expressions analogues pour K_2 , L_1 , et L_2 .

On peut en déduire les expressions de K_2/K_1 , L_2/L_1 , L_1/K_1 , qui seront ensuite portées dans les formules (2.23) et (2.24). Considérons les termes du premier ordre, c'est-à-dire les termes en B_1 , C_1 , D_1 .

Nous sommes amenés à poser :

$$\left. \begin{aligned} \chi_0 &= \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} \\ \chi_1 &= \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} \left(\frac{7}{5} \frac{F_{5/2}}{F_{3/2}} - \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} \right) \\ \chi_2 &= \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} \left(\frac{9}{5} \frac{F_{7/2}}{F_{3/2}} - \frac{7}{3} \frac{F_{5/2}}{F_{1/2}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

et nous obtenons, en tenant compte de (4.6) :

$$\frac{q}{k} Q(0) = \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} - \eta + \chi_1 (A_1 + A'_1). \quad (4.10)$$

$$\frac{q}{k} Q(\infty) = \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} - \eta + \chi_1 A'_1. \quad (4.11)$$

$$\frac{q}{k} \Delta Q(\infty) = \frac{q}{k} \frac{B(0)}{M_0} = -\chi_1 A_1. \quad (4.12)$$

$$\Delta Q(H) = \frac{M_0^2 H^2}{1 + M_0^2 H^2} \Delta Q(\infty). \quad (4.13)$$

$$B(H) = \frac{1}{1 + M_0^2 H^2} B(0). \quad (4.14)$$

Ces formules appellent les remarques suivantes :

a) D'après (4.12), les effets thermomagnétiques sont différents de zéro, au premier ordre près, si τ a l'expression (4.1) ; par contre, si $A_1 = 0$, la structure non parabolique de la bande ($A_1 \neq 0$) n'est pas de nature à provoquer, à elle seule, des effets thermomagnétiques non nuls au premier ordre près.

b) D'après la formule (4.11), la structure non parabolique de la bande entraîne, pour l'expression (2.43b) de $Q(\infty)$, une correction, au premier ordre près ; par contre, comme on l'a déjà montré au paragraphe (2.3), le mécanisme de dispersion (c'est-à-dire A_1) n'intervient pas dans $Q(\infty)$.

c) La variation des effets thermomagnétiques dans le champ [formules (4.13) et (4.14)] est la même que celle déjà obtenue, dans le chapitre II, pour un gaz de porteurs de charge très dégénéré [formules (2.47) et (2.48)] ; mais le résultat est valable quelle que soit la dégénérescence du gaz de porteurs.

d) M_0 n'est pas exactement la mobilité μ , ni la mobilité de Hall μ_H . Nous pouvons calculer μ et μ_H par le même procédé que nous venons d'employer pour le calcul de ΔQ et B . Nous obtenons ainsi :

$$\mu(0) = \frac{q}{m^*} \frac{\langle \tau \rangle}{\langle \tau \rangle} = |M_0| [1 + (B_1 - A_1) \chi_0]. \quad (4.15)$$

$$\mu_H(0) = \frac{q}{m^*} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle} = |M_0| [1 + (D_1 - B_1) \chi_0]. \quad (4.16)$$

Donc, au premier ordre près, et en tenant compte de (4.6) :

$$\mu(0) = \mu_H(0) = \frac{e\tau_0}{m^*} \left(1 + A_1 \frac{5}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} \right). \quad (4.17)$$

Calcul des effets galvano- et thermomagnétiques au deuxième ordre. — L'expérience concernant l'antimoniure d'indium montre que, aux champs voisins de zéro, la variation de R_H avec H n'est pas négligeable. Ceci signifie que $\mu_H/\mu \neq 1$. Par conséquent la formule (4.17), valable au premier ordre près, est certainement insuffisante.

Nous savons d'autre part que, pratiquement, l'égalité entre $\Delta Q(\infty)$ et $B(0)/M_0$ [formule (4.12)] n'est pas rigoureusement respectée.

Nous pouvons pousser les calculs un ordre plus loin. Pour les effets galvanomagnétiques, nous obtenons, tous calculs faits, les résultats suivants :

$$\mu(H) = \frac{e\tau_0}{m^*} \left[1 + A_1 \chi_0 + \chi_1 (A_2 - \gamma A_1^2) \right] \quad (4.18)$$

$$\mu_H(H) = \frac{e\tau_0}{m^*} \left[1 + A_1 \chi_0 + A_2 \frac{7}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} + \chi_1 (A_1 A_1' + A_1^2 - \gamma A_1^2) \right] \quad (4.19)$$

$$\frac{\mu_H(H)}{\mu(H)} = 1 + \frac{7}{3} \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} A_2 + \chi_1 (A_1 A_1' - A_1^2 A_2) \quad (4.20)$$

et enfin, pour le coefficient de Hall en fonction du champ magnétique :

$$\frac{R_H(H)}{R_H(0)} = 1 - \chi_1 A_1^2 \frac{M_0^2 H^2}{1 + M_0^2 H^2} \quad (4.21)$$

Ainsi, la variation de la mobilité avec le champ (c'est-à-dire la magnétorésistance), ainsi que la variation de la constante de Hall avec le champ, sont données très simplement par les formules (4.18) et (4.21). Ce sont des phénomènes du second ordre, uniquement reliés au paramètre A_1 . Les rapports $\mu(\infty)/\mu(0)$ et $R_H(\infty)/R_H(0)$ sont tous deux égaux à $1 - A_1^2 \chi_1$.

On remarquera : d'une part que μ_H et μ diffèrent entre eux par des valeurs du second ordre, mais que le rapport μ_H/μ est, au second ordre près, indépendant du champ ; et d'autre part que les paramètres A_1' , A_2' , représentant l'influence de la structure non parabolique de la bande, ne jouent aucun rôle dans les formules (4.18) et (4.21) qui donnent la magnétorésistance et l'effet Hall.

Nous donnerons également le résultat du calcul des effets thermomagnétiques au second ordre près :

$$(q/k)Q(0) = -\gamma + \left(5F_{3/2}/3F_{1/2} \right) + \chi_1 (A_1 + A_1') + \chi_2 (A_2 + A_2' + A_1 A_1') - \chi_0 \chi_1 (A_1 + A_1')^2 \quad (4.10 \text{ bis})$$

$$\Delta Q(H) = \frac{M_0^2 H^2}{1 + M_0^2 H^2} \Delta Q'(\infty) + \left(\frac{M_0^2 H^2}{1 + M_0^2 H^2} \right)^2 \Delta Q''(\infty). \quad (4.13 \text{ bis})$$

$$\begin{aligned} (q/k) \Delta Q'(\infty) &= -\chi_1 A_1 + \chi_2 (A_1 A_1' - A_2) + \chi_0 \chi_1 (3A_1^2 + 2A_1 A_1') \\ (q/k) \Delta Q''(\infty) &= 2\chi_2 A_1^2 + \chi_0 \chi_1 (14A_1^2 + 8A_1 A_1') \end{aligned} \quad (4.12 \text{ bis})$$

$$B(H) = \frac{1}{1 + M_0^2 H^2} B(0) + \frac{M_0^2 H^2}{1 + M_0^2 H^2} B'(0). \quad (4.14 \text{ bis})$$

$$(q/k)B(0) = -M_0 [\chi_1 A_1 + \chi_2 (A_1^2 + A_2 + A_1 A_1') - 2\chi_0 \chi_1 (A_1^2 + A_1 A_1')] \quad (4.12 \text{ ter})$$

$$(q/k)B'(0) = 2M_0 A_1^2 (\chi_2 + \chi_0 \chi_1)$$

Nous voyons donc que, poussé au second ordre, le calcul conduit, comme pour les effets galvanomagnétiques, à des résultats en accord qualitatif avec l'expérience : $B(0)/M_0$ et $\Delta Q(\infty)$ ne sont plus confondus ; les lois du champ (4.13bis) et (4.14bis) n'ont plus la forme très simple des formules (4.13) et (4.14).

Conclusions. — Le principal intérêt de la méthode de calcul qui vient d'être décrite nous semble être de mettre en évidence les corrélations existant entre les effets galvano- et thermomagnétiques, et de caractériser le rôle respectif du mécanisme de dispersion et de la structure non parabolique de la bande.

Les paramètres A_1 et A_2 ne présentent, à notre sens, qu'un intérêt phénoménologique. Nous n'avons pas tenté de comparaison quantitative entre les résultats expérimentaux et les formules ci-dessus. Cependant, la formule (4.1), qui peut paraître arbitraire, est la forme la plus générale que peut prendre le temps de relaxation s'il est presque indépendant de l'énergie. Nous avons montré que c'est le cas de InSb, pour lequel la théorie ci-dessus est donc applicable.

Par contre la formule (4.1) n'est pas applicable dans le cas où le temps de relaxation est de la forme $\tau \propto \varepsilon^r$ ($r \neq 0$) ni dans celui de la coexistence de deux mécanismes de dispersion. Toutefois il est possible qu'une théorie basée sur une formule telle que :

$$\tau = \tau_0 \varepsilon^r \left(1 + \frac{A_1}{kT} \varepsilon + \frac{A_2}{(kT)^2} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (4.1 \text{ bis})$$

puisse conduire à des résultats intéressants dans ce dernier cas.

4.2. Calcul des effets thermomagnétiques en l'absence de temps de relaxation, par la méthode variationnelle. — Les effets de transport en l'absence de champ magnétique ont pu être calculés sans recourir à l'approximation du temps de relaxation. Un tel calcul utilise la méthode variationnelle décrite est justifiée par Wilson (réf. 75, chap. X), et a été appliqué au cas de la dispersion polaire par Howarth et Sondheimer (33) et Ehrenreich (20).

Si $c_0(\varepsilon)$ désigne dans ce cas la solution de l'équation de Boltzmann, on l'écrit sous la forme :

$$c_0 = - (eE_0 + d\zeta/dx) c^{(1)} - \frac{dT/dx}{T} c^{(2)}. \quad (4.22)$$

On développe $c^{(1)}$ et $c^{(2)}$ en fonction de ε :

$$c^{(1)}(\varepsilon) = \sum_{i=0}^{\infty} c_i^{(1)} \varepsilon^i; \quad c^{(2)}(\varepsilon) = \sum_{i=0}^{\infty} c_i^{(2)} \varepsilon^i. \quad (4.23)$$

Si l'on ne retient que les deux premiers termes des développements (4.23), ce qui conduit à une erreur maximum de 20 p. 100 (33), on obtient la solution suivante :

$$\left. \begin{aligned} c_0^{(1)} &= \frac{a_0^{(1)} d_{11} - a_1^{(1)} d_{01}}{d_{00} d_{11} - d_{10} d_{01}}; & c_1^{(1)} &= \frac{a_1^{(1)} d_{00} - a_0^{(1)} d_{10}}{d_{00} d_{11} - d_{10} d_{01}} \\ c_0^{(2)} &= \frac{a_0^{(2)} d_{11} - a_1^{(2)} d_{01}}{d_{00} d_{11} - d_{10} d_{01}}; & c_1^{(2)} &= \frac{a_1^{(2)} d_{00} - a_0^{(2)} d_{10}}{d_{00} d_{11} - d_{10} d_{01}} \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

avec :

$$\left. \begin{aligned} a_0^{(1)} &= -(kT)^{3/2} \frac{3}{2} F_{1/2}; & a_0^{(2)} &= -(kT)^{5/2} \left(\frac{5}{2} F_{3/2} - \eta \frac{3}{2} F_{1/2} \right) \\ a_1^{(1)} &= -(kT)^{5/2} \frac{5}{2} F_{3/2}; & a_1^{(2)} &= -(kT)^{7/2} \left(\frac{7}{2} F_{5/2} - \eta \frac{5}{2} F_{3/2} \right) \\ d_{00} &= \int_0^\infty \Lambda(1) f'_0 d\varepsilon; & d_{01} &= \int_0^\infty \Lambda(\varepsilon) f'_0 d\varepsilon \\ d_{10} &= \int_0^\infty \varepsilon \Lambda(1) f'_0 d\varepsilon; & d_{11} &= \int_0^\infty \varepsilon \Lambda(\varepsilon) f'_0 d\varepsilon \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

et le pouvoir thermoélectrique s'exprime par :

$$Q(0) = -\frac{1}{eT} \frac{c_0^{(2)} a_0^{(1)} + a_1^{(1)} c_1^{(2)}}{c_0^{(1)} a_0^{(1)} + a_1^{(1)} c_1^{(1)}}. \quad (4.26)$$

Nous inspirant de cette méthode, nous avons cherché si, en présence de champ magnétique, on pouvait trouver une solution de l'équation de Boltzmann de la forme :

$$\vec{c} = \frac{\vec{c}_0 + (\mu_t/c) \vec{H} \wedge \vec{c}_0}{1 + (\mu_t H/c)^2} \quad (4.27)$$

μ_t étant une constante. Nous avons montré que, si l'on ne retient encore que les deux premiers termes du développement (4.23), l'expression (4.27) fournissait une solution avec :

$$\mu_t = -\frac{e}{\hbar} [eTQ(0)c_1^{(1)} + c_1^{(2)}]. \quad (4.28)$$

Dans ces conditions, nous avons trouvé pour $Q(\infty)$ une formule :

$$eTQ(\infty) = \zeta + \frac{eTQ(0)c_0^{(1)} + c_0^{(2)}}{eTQ(0)c_1^{(1)} + c_1^{(2)}} \quad (4.29)$$

dont il est aisé de montrer l'identité avec la formule (2.43b), et la solution du problème est entièrement confondue avec celle qui a été trouvée dans la théorie du chapitre II.

Cette théorie n'apporte donc pas de renseignement nouveau par rapport à celle du chapitre II, qu'elle ne fait que confirmer. A cause de la complexité des intégrales d_{ij} , elle n'a pu être comparée à l'expérience. D'ailleurs sa portée est limitée, car elle ne peut être étendue de façon simple pour inclure des termes d'ordre supérieur à 1 des développements (4.23).

CHAPITRE V

Effets thermomagnétiques et mécanismes de dispersion dans le tellure de mercure.

Nous avons exposé, dans les chapitres II à IV, la théorie des effets thermomagnétiques, les résultats expérimentaux concernant l'antimoine d'indium et l'interprétation de ces résultats. Ces derniers conduisent à la détermination du mécanisme de dispersion des électrons dans ce composé.

La méthode ainsi décrite est générale; nous allons l'appliquer au tellure de mercure.

5.1. Préparation et propriétés électriques. — Une publication antérieure (57), déjà citée, décrit la préparation du tellure de mercure, réalisée par H. Rodot, et les mesures faites sur ce composé. HgTe est préparé en fondant, dans une ampoule scellée de quartz, du mercure distillé plusieurs fois et du tellure purifié par voie chimique (19). Les lingots ainsi obtenus étaient de type p . Ils ont pu être purifiés par fusion de zone. Nous avons obtenu par ce moyen des échantillons de type n dont le plus pur contenait $2 \cdot 10^{17}$ donneurs par centimètre cube.

Les propriétés électriques et optiques du tellure de mercure sont mal connues; d'après les travaux récents sur ce sujet (16) (27) (42), la valeur même de la lacune d'énergie est controversée: les chiffres cités s'étagent de 0,01 eV à 0,10 eV. La structure de bandes est inconnue.

Nos mesures, dont le but était la recherche du mécanisme de dispersion des électrons, ont porté sur un échantillon de type p (α) et deux échantillons de type n (β et γ). La figure 23 représente la résistivité et la constante de Hall en fonction de la température. La mobilité de Hall s'élève jusqu'à $22\,000 \text{ cm}^2 \text{ V. sec}$ à 300° K . Les figures 24 et 25 représentent le pouvoir thermoélectrique et les effets thermomagnétiques en fonction de la température (l'effet Nernst est donné seulement pour

l'échantillon β). Nous avons en outre vérifié que, pour l'échantillon γ , l'effet MTE en fonction du champ suivait la loi normale (2.47).

L'échantillon α , de type p , présente un effet MTE qui est d'origine ambipolaire, comme le montre son signe et sa variation avec la température. De la courbe $R_H(T)$, pour cet échantillon, nous pouvons déduire un rapport de la mobilité des électrons à celle des trous : $b \sim 70$.

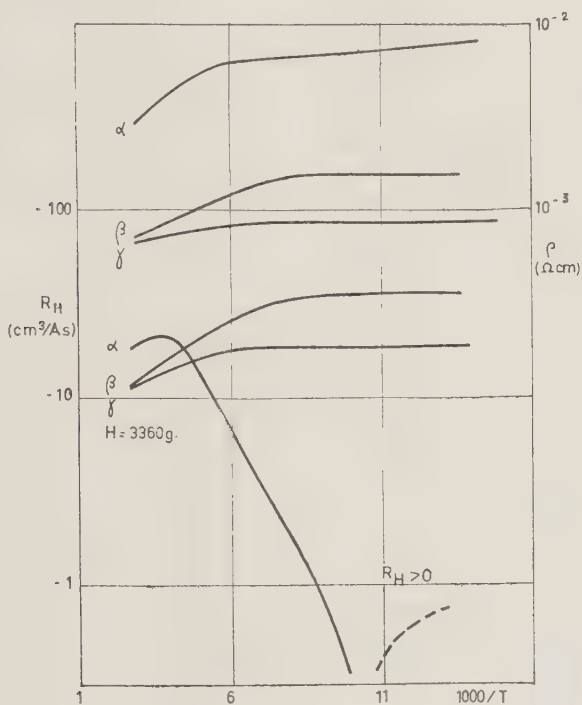


Fig. 23. — HgTe : résistivité et constante de Hall en fonction de la température.

Les échantillons β et γ peuvent par conséquent être considérés comme ne contenant que des électrons libres ; nous allons analyser les résultats des mesures sur ces échantillons.

5.2. Interprétation des propriétés électriques de HgTe de type n . —

Pour les échantillons de type n , l'effet MTE est positif aux basses températures et négatif aux températures élevées ; l'effet Nernst a le signe opposé. La température d'inversion de ces effets se situe entre -50° et -100° .

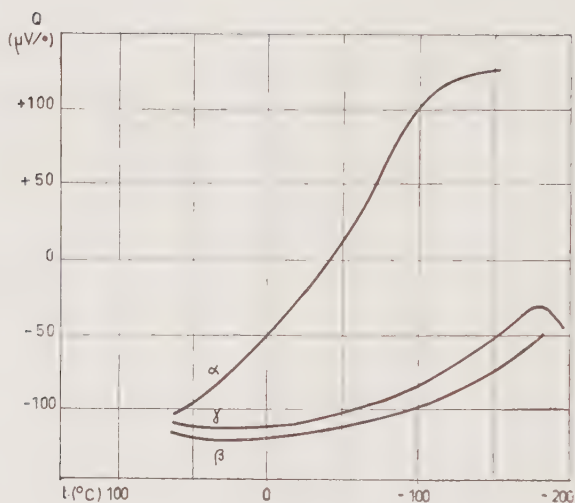


Fig. 24. — HgTe : pouvoir thermoélectrique en fonction de la température.

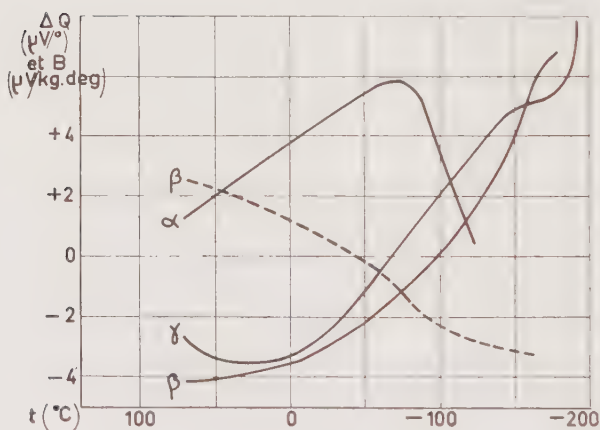


Fig. 25. — HgTe : effets thermomagnétiques en fonction de la température (constante de Hall des échantillons, cf. fig. 23).

— Effet MTE ($H = 3\,360\text{ g}$).

--- Effet Nernst ($H = 3\,360\text{ g}$).

Aux températures supérieures à cette limite, le signe des effets thermomagnétiques montre clairement que la *dispersion par les vibrations acoustiques* du réseau joue un rôle important. Aux basses températures, il est probable que l'inversion de signe des effets thermomagnétiques est liée à la dispersion par les impuretés ionisées.

Nous interpréterons quantitativement les résultats relatifs aux échantillons β et γ . Nous considérerons comme négligeable la contribution des trous aux effets de transport, puisqu'il s'agit d'échantillons de type n , et que $b \sim 70$. Nous supposerons en outre, que la bande de conduction a la forme « standard ». Nous calculerons alors la masse efficace des électrons et l'indice de dispersion.

Le calcul est plus simple aux basses températures, où le gaz d'électrons est entièrement dégénéré, et où par suite :

$$\frac{e}{k} Q(0) = - \left(\frac{3}{2} + r \right) \frac{\pi^2}{3\eta} \quad (\text{cf. tableau I}) \quad (5.1)$$

$$\frac{e}{k} \Delta Q = \frac{r\pi^2}{3\eta} \frac{y^2}{1+y^2}. \quad [\text{cf. (2.45) et (2.47)}] \quad (5.2)$$

De ces formules, nous tirons la relation :

$$\frac{r}{3/2 + r} = - \frac{\Delta Q}{Q(0)} \cdot \frac{1+y^2}{y^2} \quad (5.3)$$

qui permet de trouver r . Ensuite, r étant connu, η peut être déduit de la formule (5.1) : de η nous pouvons déduire m^* , le nombre d'électrons libres étant connu du moyen de la constante de Hall.

Dans le cas général, nous appliquerons la méthode suivante :

a) de la constante de Hall mesurée, nous déduisons le nombre d'électrons libres :

$$n = - \frac{1}{eR_H} \quad (5.4)$$

(la formule (5.4) est valable dans le cas des champs magnétiques tels que $y > 1$) ;

b) du pouvoir thermoélectrique $Q(0)$ et de l'effet MTE ΔQ pour $H = 3360$ gauss, nous déduisons $\Delta Q(\infty)$, au moyen de la formule :

$$\Delta Q(H) = \frac{y^2}{1+y^2} [Q(\infty) - Q(0)] \quad (2.47)$$

où y est déduit des mesures de ρ et R_H :

$$y = \frac{R_H}{\rho} \cdot \frac{H}{c} \quad (2.33)$$

c) de $Q(\infty)$, nous déduisons η au moyen de la formule établie au paragraphe 2.3.5. :

$$Q(\infty) = - \frac{k}{e} \left[\frac{5}{3} \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} - \eta \right] \quad (2.43b)$$

d) de n et η , nous tirons m^* , au moyen de :

$$n = \frac{(2m^*kT)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} F_{1/2}(\eta). \quad (5.5)$$

e) En toute rigueur, nous ne pouvons obtenir la valeur de r comme pour un échantillon très dégénéré, mais nous pourrions la connaître avec une bonne approximation : en calculant $\Delta Q(\infty)$ pour $r = 0.5$, en utilisant la formule (2.44), et en comparant la valeur calculée et la valeur mesurée :

$$\frac{\Delta Q(\infty)_{\text{mesuré}}}{\Delta Q(\infty)_{\text{calculé}}} = \frac{r}{0.5}. \quad (5.6)$$

Nous avons vérifié que cette dernière formule, rigoureuse pour $\eta \gg 1$ et pour $\eta \ll 1$ [formules (2.45) et (2.46)] est encore valable à 2 p. 100 près quel que soit η , et ceci dans tout l'intervalle $-1/2 \leq r \leq +3/2$.

Le tableau IV donne les résultats de ce calcul, qui sont illustrés par les figures 26 et 27 donnant m^*/m_0 en fonction de T et de ζ , respectivement.

Les conclusions à tirer de ces résultats sont les suivantes.

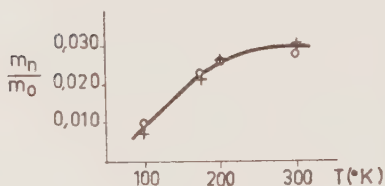
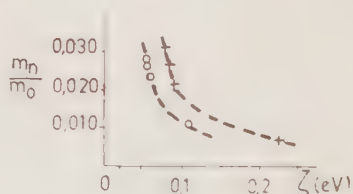


Fig. 26. — HgTe : rapport de masse des électrons, en fonction de la température.

o Échantillon β ; + échantillon γ.

Fig. 27. — HgTe : rapport de masse des électrons, en fonction du niveau de Fermi.

o Échantillon β ; + échantillon γ.



3.3. Conclusions sur les mécanismes de dispersion et la masse efficace. — La masse efficace des électrons est faible, de l'ordre de quelques centièmes de la masse de l'électron dans le vide. La variation constatée de la masse efficace avec le niveau de Fermi, ou avec la température, peut être due à une forme non parabolique de la bande de conduction, ou à une structure plus compliquée de cette bande. De telles anomalies ne sauraient surprendre pour un composé dont la largeur de bande interdite est seulement de quelques centièmes d'électron-volt (la valeur exacte est controversée ; mais on ne connaît pas

TABLEAU IV

Masse efficace et indice de dispersion des électrons dans le tellurure de mercure.

Échan- tillon	T (°K)	Q(0) (μV/o)	Q(∞) (μV/o)	μ'' (cm ² / V. sec)	γ^2	r	η	ζ (eV)	n(cm ⁻³)	m*/m ₀
β	100	— 52	— 33,5	2,2.10 ⁴	0,55	+ 1,28	12,7	+ 0,109	1,7.10 ¹⁷	0,010
	173	— 95	— 95	2,2.10 ⁴	0,52	0	3,96	+ 0,059	2,5.10 ¹⁷	0,023
	200	— 105	— 108	2,0.10 ⁴	0,45	— 0,06	3,30	+ 0,057	3,05.10 ¹⁷	0,027
	300	— 129	— 140	2,1.10 ⁴	0,52	— 0,17	2,19	+ 0,057	3,6.10 ¹⁷	0,028
γ	100	— 30	— 15	2,2.10 ⁴	0,55	+ 1,50	29—	+ 0,25	3,4.10 ¹⁷	0,007
	173	— 80	— 74,5	2,2.10 ⁴	0,55	+ 0,12	5,32	+ 0,079	3,45.10 ¹⁷	0,022
	200	— 95	— 94	2,0.10 ⁴	0,45	+ 0,02	3,98	+ 0,069	3,9.10 ¹⁷	0,027
	300	— 116	— 130	1,8.10 ⁴	0,35	— 0,23	2,50	+ 0,069	5,0.10 ¹⁷	0,031

d'autre semi-conducteur dont l'énergie d'activation soit aussi faible).

La masse efficace varie peu avec la température aux températures supérieures à 200° K ; en dessous de 200° K, elle décroît fortement quand la température décroît et atteint des valeurs très faibles. Cette discontinuité est probablement liée à celle constatée dans certains effets de transport : Lawson et al. (42) ont observé que les effets galvanomagnétiques devenaient anormaux au-dessous de 200° K.

Mécanismes de dispersion — La *dispersion* par les *phonons acoustiques* du réseau limite la mobilité des électrons aux températures voisines de l'ambiante. L'indice de dispersion approche de — 0,5 quand la température s'élève, c'est-à-dire que les phonons acoustiques tendent alors à être les *seuls* centres de dispersion actifs.

A côté des phonons acoustiques, les *impuretés ionisées* jouent un rôle croissant à mesure que la température diminue, ce qui rend compte du signe et de la valeur de l'indice de dispersion.

La présence d'autres centres de dispersion n'est pas nécessaire, au stade actuel, pour expliquer les résultats expérimentaux ; elle ne peut être, cependant, tenue pour exclue.

Comparaison des mécanismes de dispersion dans InSb et HgTe. — On peut se demander pourquoi les phonons acoustiques sont les plus efficaces pour disperser les électrons dans HgTe, et les vibrations optiques dans InSb. L'action des phonons acoustiques est dérivée par la formule (1.11), que nous écrivons ici sous la forme :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \propto \frac{C^2 m^{*3/2}}{u^2 d} . \quad (5.7)$$

L'action des vibrations optiques est décrite par la formule (1.17), que nous récrivons ici :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \propto \frac{e^* \cdot \kappa}{\kappa \kappa_0} \frac{\kappa_0 m^{*1/2}}{\kappa \kappa_0} \quad (5.8)$$

Dans les formules (5.7) et (5.8), les constantes de proportionnalité sont des fonctions de ϵ , mais on a fait apparaître tous les facteurs qui sont des propriétés du matériau. Parmi ces propriétés, la *constante diélectrique* est celle qui est la plus susceptible de varier largement d'un composé à un autre. Pour InSb, la constante diélectrique κ est égale à 16. Pour HgTe, on ne trouve pas de donnée dans la littérature, mais Kyryashkina et al. (41) donnent pour des composés isomorphes :

ZnS : $\kappa = 9,7$; ZnTe : $\kappa = 18,6$; HgS : $\kappa = 30,6$; HgSe : $\kappa = 25,6$.

Ces indications permettent d'induire que la constante diélectrique de HgTe doit être au moins le double de celle de InSb. $\kappa \kappa_0$ est voisin de κ^2 , et par conséquent, la formule (5.8) montre que, dans ces conditions, les vibrations optiques du réseau doivent être des centres de dispersion des électrons plus efficaces dans InSb que dans HgTe.

Parmi les autres propriétés intervenant dans la formule (5.8), nous avons vu que la masse efficace des électrons est probablement plus petite dans HgTe que dans InSb. Quant au facteur $(\kappa - \kappa_0)$, il est vraisemblablement plus faible pour HgTe que pour InSb. En effet l'électronégativité des ions Hg^{II}, Te, In et Sb^V a pour valeur (73) :

$$\begin{array}{ll} \text{Hg}^{\text{II}} : 1,9 & \text{In} : 1,6 \\ \text{Te} : 2,1 & \text{Sb}^{\text{V}} : 2,1 \end{array}$$

et on doit s'attendre à une liaison polaire plus forte dans InSb que dans HgTe, à une différence $(\kappa - \kappa_0)$ plus grande dans InSb que dans HgTe. Enfin la charge ionique efficace e^* doit être plus faible pour HgTe que pour InSb, d'une part parce que les ions y sont divalents au lieu de trivalents, d'autre part parce que le pourcentage de liaison ionique y est plus petit. La comparaison de e^* ($\kappa - \kappa_0$) pour HgTe et InSb renforce donc la conclusion tirée précédemment de la comparaison des valeurs de κ .

Il est beaucoup plus difficile d'apprécier, pour InSb et HgTe, la différence d'efficacité des vibrations acoustiques, c'est-à-dire les différents facteurs entrant dans la formule (5.7) ; certains de ces facteurs sont en effet inconnus pour HgTe.

En conclusion, on voit que des considérations relatives à la constante diélectrique viennent qualitativement à l'appui des résultats que nous avons obtenus sur les mécanismes de dispersion dans les semi-conducteurs HgTe et InSb.

CONCLUSIONS

Des théories décrivant les divers mécanismes de dispersion ont déjà été élaborées, mais de grandes difficultés se présentaient quand il s'agissait de préciser, dans un cas donné, la nature des centres de dispersion. On pouvait utiliser la variation de la mobilité avec la température, mais cette méthode était insuffisamment précise. Par contre la méthode d'étude des effets thermomagnétiques, décrite dans le présent exposé, permet une meilleure compréhension des phénomènes. Si elle est parfaitement applicable aux matériaux de haute mobilité, elle peut aussi être utilisée pour des semi-conducteurs de mobilité relativement faible, à condition de disposer d'un appareillage suffisamment sensible. Cette méthode, en particulier, devrait pouvoir permettre l'explication d'anomalies dont l'origine est encore inconnue, comme la variation très rapide de la mobilité avec la température dans le tellure et le sélénium de plomb. On peut la concevoir également comme un guide utile dans la recherche de nouveaux thermoéléments de grand rendement.

Nous avons montré que l'étude des mécanismes de dispersion et celle du schéma des bandes d'un semi-conducteur devaient être poursuivies en étroite liaison. La détermination précise de la masse efficace des électrons au moyen de l'effet Seebeck devient possible seulement si les mécanismes de dispersion des électrons sont connus. Inversement, l'étude des effets thermomagnétiques ne conduit à une détermination sûre du mécanisme de dispersion que si la structure de bande est connue tout au moins partiellement.

Nous avons montré que la masse efficace des électrons peut être déduite sans ambiguïté de la mesure, dans un champ magnétique transversal intense, du pouvoir thermoélectrique, qui est alors indépendant du mécanisme de dispersion.

Nous avons montré également que les effets thermomagnétiques ambipolaires dépendaient peu du mécanisme de dispersion et ne pouvaient être utilisés pour déterminer ce dernier. Ces effets sont d'ailleurs en bon accord avec la théorie.

Pour l'antimoniure d'indium et le tellure de mercure, nous avons montré que les vibrations optiques ⁽¹⁾ et les phonons acoustiques, res-

⁽¹⁾ *Note ajoutée sur épreuves.* — Après la rédaction de cette étude, l'auteur a pris connaissance d'un article (A. I. Ansel'm, I. G. Lang, Fiz. Tverd. Tela, 1959, 1, 683) concernant la dispersion des électrons par *plusieurs* phonons émis ou absorbés simultanément. Il apparaît que ce mécanisme peut être décrit par un indice de dispersion $r = 0$, et que la mobilité est alors de la forme $\mu \propto T^{-2}$; de plus, pour un composé à faible masse efficace, comme InSb, il semble que le domaine de température où ce mécanisme est important pourrait être voisin de la température ambiante.

Nous considérons comme possible que ce mécanisme soit efficace dans le cas de InSb, car nos résultats expérimentaux s'accordent bien avec la description théorique donnée par Ansel'm et Lang.

pectivement, étaient les principaux centres de dispersion des électrons. En considérant la constante diélectrique et la liaison chimique de ces composés, nous avons pu en donner une explication qualitative.

La théorie des effets thermomagnétiques a été donnée, et nous en avons tiré des expressions calculables numériquement, en particulier dans le cas où il existe un indice de dispersion (tellure de mercure). Pour l'antimoniure d'indium, où il n'existe pas de temps de relaxation, nous avons pu, malgré tout, rendre compte des effets expérimentaux, par une théorie approchée, basée sur l'hypothèse d'un temps de relaxation fictif.

Nous disposons ainsi de méthodes rapides d'investigation permettant l'étude des centres de dispersion et des structures de bandes des semi-conducteurs.

*(Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide
du C. N. R. S., Bellevue (S.-et-O.))*

BIBLIOGRAPHIE

- (1) AIGRAIN (P.), RIGAU (M.-C.) et THUILLIER (J.-M.). — *C. R.*, 1956, **242**, 1145.
- (2) ARGYRES (P. N.) et ADAMS (E. N.). — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 900.
- (3) BARDEEN (J.) et PEARSON (J. L.). — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 865.
- (4) BEER (A. C.), ARMSTRONG (J. A.) et GREENBERG (I. N.). — *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1506.
- (5) BEER (A. C.), CHASE (M. N.) et CHOQUARD (P. F.). — *Helv. Phys. Acta*, 1955, **28**, 529.
- (6) BLACK (J.), KU (S.) et MINDEN (H.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1958, **3**, 15.
- (7) BLATT (F. J.). — *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1203.
- (8) BLOCH (F.). — *Z. Physik*, 1928, **52**, 555.
- (9) BROOKS (H.). — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 879.
- (10) BROOKS (H.). — *Advances in electronics and electron physics*. L. Marton, édit., 1955, **7**, 161.
- (11) BROOKS (H.) et PAUL (W.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1956, **1**, 48.
- (12) BROWN (D. W.). — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 858.
- (13) BURSTEIN (E.), PICUS (G. S.) et GEBBIE (H. A.). — *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 825.
- (14) CALLEN (H. B.). — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1394.
- (15) CHAMBERS (R. G.). — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **A 65**, 903.
- (16) CONWELL (E.) et WEISSKOPF (V. F.). — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 388.
- (17) DEXTER (R. N.) et LAX (D.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1955, **30**, 35.
- (18) DRESSELHAUSS (G.), KIP (A. F.), KITTEL (C.) et WAGONER (C.). — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 556.
- (19) DUCLOS (P.). — Communication au Congrès de Bruxelles, 1958.
- (20) EHRENREICH (H.). — *J. Phys. Chem. Solids*, 1957, **2**, 131.
- (21) EHRENREICH (H.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1957, **2**, 313.
- (22) EHRENREICH (H.) et OVERHAUSER (A. W.). — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 331.

- (23) ERGINSOY (C.). — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 1013.
- (24) FREDERIKSE (H. P. R.) et MIELCZAREK (E. V.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1889.
- (25) FROHLICH (H.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1937, **A 160**, 230.
- (26) GUREVITCH (L.). — *J. Phys.*, Moscou, 1945, **9**, 477.
- (27) HARMAN (T. C.) et LOGAN (M. J.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1958, **3**, 15.
- (28) HARRISON (W. A.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 903.
- (29) HAYNES (J. R.) et SHOCKLEY (W.). — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 691.
- (30) HERRING (C.). — Non publié.
- (31) HILSUM (C.) et BARRIE (R.). — *Proc. Phys. Soc.*, 1958, **B 78**, 676.
- (32) HOWARTH (D. J.), JONES (R. H.) et PUTLEY (E. H.). — *Proc. Phys. Soc.*, 1957, **B 70**, 124.
- (33) HOWARTH (D. J.) et SONDHEIMER (E. H.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1953, **A 219**, 53.
- (34) HROSTOWSKI (H. J.), MORIN (F. J.), GEBALLE (T. H.) et WHEATLEY (G. H.). — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1672.
- (35) JUZE et BOGOMOLOV (1955). Cités par KONTOROVA (T. A.). — *Z. Tekh. Fiz.*, 1957, **27**, 269.
- (36) JUZE (V. P.), TSIDILKOVSKI (J. M.) et BARTNITSKALA (T. S.). — *Z. Tekh. Fiz.*, 1958, **28**, 1646.
- (37) KANE (E. O.). — *J. Phys. Chem. Solids*, 1957, **1**, 249.
- (38) KEYES (R. W.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 490.
- (39) KEYES (R. W.). — *J. Phys. Chem. Solids*, 1958, **6**, 1.
- (40) KEYES (R. J.), ZWERDLING (S.), FONER (S.), KOLM (H. H.) et LAX (B.). — *Phys. Rev.*, 1956.
- (41) KYRYASHKINA (V. I.), POPOV (F. M.), BYLENKO (D. I.) et KYRYASHKIN (V. I.). — *J. Tekh. Fiz.*, 1957, **27**, 85.
- (42) LAWSON (W. D.), NIELSEN (S.) et YOUNG (A. S.). — Communication au Congrès de Bruxelles, 1958.
- (43) MACDOUGALL (J.) et STONER (E. C.). — *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1939, **237 A**, 67.
- (44) MADELUNG (O.) et WEISS (H.). — *Z. Naturf.*, 1954, **9 A**, 527.
- (45) MEIJER (N.) et POLDER (P.). — *Physica*, 1953, **19**, 255.
- (46) MORIN (F. J.) et MAITA (J.). — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1525.
- (47) MORIN (F. J.) et MAITA (J.). — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 28.
- (48) MOTT (N. F.) et GURNEY (R. W.). — *Electronic Processes in Ionic Crystals*. Clarendon Press, 1957.
- (49) NORDHEIM (L.). — *Ann. Phys.*, Leipzig, 1931, **9**, 607.
- (50) PRINCE (M. B.). — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 681.
- (51) READ (W. T.). — *Phil. Mag.*, 1955, **46**, III.
- (52) RHODES (P.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1950, **A 204**, 397.
- (53) ROBERTS (V.) et QUARRINGTON (J. E.). — *J. Electr.*, 1955, **1**, 152.
- (54) RODOT (M.). — *C. R.*, 1956, **243**, 129.
- (55) RODOT (M.). — *J. Phys. Rad.*, 1958, **19**, 140.
- (56) RODOT (M.), DUCLOS (P.), KOVER (F.) et RODOT (H.). — *C. R.*, 1956, **242**, 2522.
- (57) RODOT (H.) et RODOT (M.). — *C. R.*, 1959, **248**, 934.
- (58) SAKER (E. W.) et CUNNEL (F. A.). — *Progress in semi-conductor Physics*, Édité. Gibson, **2**, 37.
- (59) SCLAR (N.). — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1559.

- (60) SHOCKLEY (W.) et BARDEEN (J.). — *J. Phys. Rev.*, 1950, **77**, 407.
- (61) SPITZER (W. G.) et FAN (H. Y.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1893.
- (62) STERN (F.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1957, **2**, 347.
- (63) SWANSON (J. A.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1799.
- (64) TANENBAUM (M.) et BRIGGS (H. B.). — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1561.
- (65) TANENBAUM (M.) et MAITA (J. P.). — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1009.
- (66) TAUC (J.). — *Phys. Rev.*, 1951, **95**, 1427.
- (67) TAUC (J.) et MATYAS (M.). — *Czech. J. Phys.*, 1955, **5**, 369.
- (68) TSIDILKOVSKI (J. M.). — *Z. Tekh. Fiz.*, 1957, **27**, 1744.
- (69) TYLER (W. W.) et WOODBURY (H. H.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1955, **30**, 32.
- (70) WEISS (H.). — *Z. Naturf.*, 1956, **11 A**, 131.
- (71) WELKER (H.). — *Z. Naturf.*, 1952, **7 A**, 744.
- (72) WELKER (H.). — *Solid State Physics*. Edit. Seitz et Turnbull, **3**, 1.
- (73) WELLS (A. F.). — *Structural Inorganic Chemistry*. Clarendon Press, 1950.
- (74) WILLARDSON (R. K.) et BEER (A. C.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1956, **1**, 54.
- (75) WILSON (A. H.). — *The Theory of Metals*. Cambridge Univ. Press, 1954.
- (76) YOSHINAGA (H.) et OETJEN (R. A.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 526.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Effets magnéto-optiques quantiques
dans les semi-conducteurs.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, 4 mars 1960.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

